

Massenbestimmung von Supernova-Neutrinos durch Flugzeitmessung

Mass determination of supernova neutrinos by
time-of-flight measurement

Bachelorarbeit
von

Daniela Mockler

An der Fakultät für Physik
Institut für Experimentelle Kernphysik
(IEKP)

Erstgutachter: Prof. Guido Drexlin
Zweitgutachter: Dr. Lutz Bornschein

Abgabedatum: 07. Mai 2012

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbständig und ohne unerlaubte Hilfsmittel angefertigt, andere als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel nicht benutzt und die den Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form oder auszugsweise noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Karlsruhe, den 30.04.2012

Name, Vorname

Danksagung

Ich danke Professor Guido Drexlin für die Möglichkeit, diese Bachelorarbeit am IEKP machen zu dürfen.

Ich danke meinem Betreuer Dr. Lutz Borschein für die angenehme Betreuung und die hilfreichen Anmerkungen, sowohl während des Hauptseminars, als auch während der Zeit meiner Bachelorarbeit.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrinos aus Supernova-Explosionen	3
2.1	Supernovae-Klassifikation	3
2.2	Thermonukleare Supernovae	5
2.3	Gravitationskollaps-Supernovae	6
2.3.1	Entartung des Sternplasmas	6
2.3.2	Gravitationskollaps	7
2.3.3	Supernova-Neutrinos	8
3	Neutrinos der SN 1987A und ihr Nachweis	11
3.1	Wasser-Cherenkov-Detektoren	11
3.1.1	Kamiokande 2-Detektor	13
3.1.2	IMB-Detektor	14
4	Die Neutrino-Oszillation	15
5	Massenbestimmung von Supernova-Neutrinos durch Flugzeitmessung	19
6	Die kommende Neutrinodetektorgeneration	25
6.1	Nächste galaktische Supernova	25
6.2	Die Detektoren der LAGUNA-Studie	26
6.2.1	Der MEMPHYS-Detektor	28
6.2.2	Der GLACIER-Detektor	29
6.2.3	Der LENA-Detektor	29
7	Weitere Arten der Neutrinomassenbestimmung	33
7.1	Indirekte Neutrino-Massenbestimmung	33
7.1.1	Neutrinoloser Doppelbetazerfall	33
7.1.2	Kosmologische Neutrinos	35
7.2	Direkte Neutrino-Massenbestimmung	36
7.2.1	Massenbestimmung aus dem β^- -Zerfall	36
7.2.1.1	Grundlagen	36
7.2.1.2	KATRIN	37
7.2.1.3	Project 8	40
7.2.1.4	MARE	41
8	Fazit	43
	Literaturverzeichnis	45

1. Einleitung

Neutrinos sind elektrisch neutrale Elementarteilchen, die allein der elektroschwachen Wechselwirkung und der Krümmung der Raum-Zeit unterliegen. Sie wurden im Jahr 1930 von Wolfgang Pauli [vM85] eingeführt, um beim β -Zerfall von Atomkernen unter anderem die Energieerhaltung zu gewährleisten. Im Standardmodell sind die Neutrinos zunächst als masselose Teilchen postuliert. Da diese Annahme jedoch nicht auf einem bestimmten Eichprinzip basiert, lässt sich eine Neutrinomasse als Erweiterung des Standardmodells durchaus mit diesem vereinbaren. Unabhängig von der Masse werden die Neutrinos im Standardmodell in drei Familien eingeteilt. Die erste Familie beinhaltet das Elektronneutrino und dessen Antiteilchen, die zweite Familie das Myonneutrino, sowie das Myonantenneutrino, zur dritten Familie gehört schließlich das Tauonneutrino und sein Antiteilchen. Neben der Einführung der Neutrinos beim β -Zerfall zur Energie- und Drehimpulserhaltung, sind Neutrinos auch in der Kosmologie und der Astroteilchenphysik sehr bedeutende Teilchen. Kosmologisch betrachtet sind massive Neutrinos aufgrund ihrer Häufigkeit im Universum geeignete Kandidaten für die heiße dunkle Materie. Nach heutigem Kenntnisstand geht man bei der Strukturbildung des Universums von einem Bottom-Up-Szenario aus, das heißt, dass zunächst kleine Dichtefluktuationen vorlagen, aus denen sich dann mit der Zeit große Strukturen bildeten. Leichte, relativistische Neutrinos verschmieren kleinskalige Dichtefluktuationen, die zur Galaxienbildung erforderlich sind. Je schwerer die Neutrinos sind, desto kleiner wird die „free-streaming“ Skala λ_{fs} ¹. Damit verringert sich die Strecke, die die Neutrinos frei strömen können. Mit zunehmender Neutrinomasse nehmen daher auch die Dichtefluktuationen auf kleinen Skalen zu. Je kleiner also die gefundenen kosmologischen Skalen sind, desto schwerer sind die Neutrinos aus dem Urknall. In der Astroteilchenphysik spielen die Neutrinos bei Gravitationskollapssupernovae eine bedeutende Rolle. Auf sie entfallen nicht nur etwa 99% der gesamten, bei der Explosion frei werdenden, Bindungsenergie, sie tragen auch wesentlich zum Explosionsmechanismus bei. Derzeitige Explosionsmodelle gehen davon aus, dass die Neutrinos die Explosion unterstützen, indem sie das Sternplasma heizen und so die beim Kollaps entstehende Stoßwelle beschleunigen.

In Kapitel 2 werden deshalb zunächst die wichtigsten Grundlagen zu Supernovae aufgeführt und anschließend die Fragen geklärt, wie und wann Neutrinos bei einer Supernova entstehen. Den Schwerpunkt bilden Supernovae vom Typ II, die sogenannten Gravitationskollapssupernovae, da diese Explosionen eine sehr starke Neutrinoquelle darstellen. Kapitel

¹Die free-streaming Skala berechnet sich nach $\lambda_{fs} = \frac{1 \text{ Gpc}}{m_\nu}$, wobei die Masse der Neutrinos im eV-Bereich liegt

3 beschäftigt sich mit der Supernova 1987A, bei der zum bisher ersten und einzigen Mal Neutrinos nachgewiesen werden konnten. Das Kapitel 4 behandelt im Anschluss das Phänomen der Oszillation zwischen verschiedenen Neutrino flavours. Die Neutrinooszillation ist der erste Beweis für massebehaftete Neutrinos. Die Neutrinofluss-Spektren, die sich auf der Erde ergeben, müssen unter der Berücksichtigung dieses Phänomens ausgewertet werden. In Kapitel 5 werden Berechnungen zur Massenbestimmung mittels Flugzeitmessung durchgeführt. Im Anschluss daran wird die neue Neutrinodetektorgeneration der LAGUNA-Studie in Kapitel 6 vorgestellt. Zuletzt werden in Kapitel 7 andere Methoden zur indirekten und direkten Massenbestimmung von Neutrinos erläutert. Kapitel 8 gibt ein Fazit der Arbeit wieder.

2. Neutrinos aus Supernova-Explosionen

Die Explosionen massereicher Sterne am Ende ihres Lebenszyklus zählen zu den spektakulärsten Ereignissen, die sich im Universum ereignen. Bei diesen sogenannten Supernovae erreichen die sterbenden Sterne innerhalb weniger Tage die Leuchtkraft einer ganzen Galaxie. Die Fragen, die die Astrophysiker beschäftigen, sind nun, welche Prozesse zu diesen gewaltigen Explosionen führen und welche Reaktionen sich während der Explosion im Sterninnern abspielen. Auskunft über diese Geschehnisse liefern die Explosionsprodukte einer Supernova. Dazu gehören unter anderem die abgestrahlten Photonen, sowie die entstehenden Neutrinos. Der Informationsgehalt dieser Produkte unterscheidet sich jedoch immens. Die Photonen werden erst einige Monate nach der Explosion mit zunehmender Transparenz der Explosionswolke an deren äußersten Oberfläche abgestrahlt und liefern daher nur Informationen über Vorgänge in den äußersten Schichten. Neutrinos entkoppeln dagegen schon im Sterninnern noch während der Explosion von der übrigen Sternmaterie und erreichen die Erde somit lange vor dem ersten sichtbaren Licht. Neutrinos stellen daher die ersten Boten einer Supernova dar. Sie dienen jedoch nicht nur der Frühwarnung, mit ihnen lassen sich auch Rückschlüsse auf die Reaktionsprozesse innerhalb des sterbenden Sterns ziehen.

2.1 Supernovae-Klassifikation

In jeder Sekunde beenden ca. fünf massereiche Sterne im Universum ihr Leben in einer besonders langen, hell leuchtenden Sternenexplosion, einer sogenannten Supernova¹. Grundsätzlich wird zwischen zwei Supernova-Typen unterschieden. Typ I bezeichnet eine Supernova, in deren Strahlungsspektrum keine Wasserstoff-Absorptionslinien gefunden werden, Typ II dagegen steht für Supernovae mit diesen Absorptionslinien im Spektrum. Eine feinere Unterscheidung ergibt sich, wenn die Strahlungsspektren auf zusätzliche Absorptionslinien untersucht werden. Abbildung 2.1 zeigt, dass auf diese Weise zwischen SN Typ Ib und Typ Ic unterschieden wird, abhängig davon, ob das Spektrum Helium-Absorptionslinien aufweist oder nicht.

Neben der Klassifikation anhand der Spektren lassen sich die Supernovae auch mittels des Verlaufs ihrer Lichtkurven klassifizieren. Der Verlauf hängt im Wesentlichen von der

¹Die in diesem Kapitel beschriebenen Explosionsmechanismen orientieren sich an den Modellen von Dr. Hans-Thomas Janka [Jan11]

	keine H-Balmerlinien	H-Balmerlinien
thermonukleare Explosion	Siliziumlinien	- / -
	SN I a	
Gravitations- kollaps	keine Siliziumlinien	SN II
	He	
	kein He	
	SN I b	SN Ic

Abbildung 2.1: Supernova-Klassifikation anhand von Absorptionslinien im Strahlungsspektrum [Jan11]

Menge an ^{56}Ni (bzw. dessen Zerfallskette) ab, das bei der Explosion erzeugt wird.



Cobalt-56 zerfällt in 81% der Fälle mittels Elektroneneinfang, in 19% der Fälle durch Emission eines Positrons zu Eisen-56 [HB10]:



Die so erzeugten Gammaquanten werden anfänglich noch an den dichten Supernovaejekta gestreut und heizen damit die ausgeschleuderte Materie. Erst bei der weiteren Ausdehnung der Sternüberreste können die Photonen ungehindert entweichen. Das übriggebliebende heiße Gas strahlt schließlich noch für einige Monate. Durch diese Klassifikation ergibt sich eine feinere Unterscheidung bei den Typ II Supernovae in SN Typ II-L und Typ II-P, die in ihren Lichtkurven einen linearen Abfall bzw. eine Plateau-Phase aufweisen (vgl. Abbildung 2.2). Die Plateau-Phase zeigt sich bei Sternen, die bei ihrer Explosion eine ausgedehnte Wasserstoffhülle besitzen. Die beim Gravitationskollaps entstehende Stoßwelle ionisiert den Wasserstoff, wodurch viele Elektronen frei werden. Die Gammaquanten aus dem Nickelzerfall streuen an den Elektronen, so dass sich die Lichtemission der Explosion verzögert. Mit der Zunahme der mittleren freien Weglänge der Photonen bei der Rekombination der Elektronen und Protonen zu Wasserstoff ist die Plateau-Phase beendet und die Lichtkurve nimmt linear ab. Supernovae vom Typ II-L haben vor ihrem Kollaps dagegen den Großteil ihrer Wasserstoffhülle durch Sternwinde oder einen nahen Akkretor verloren. Die Gammaquanten unterliegen daher weniger Wechselwirkungen in den äußeren Sternhüllen und können schneller emittiert werden. Dies äußert sich in einem linearen Abfall der Lichtkurve nach der maximalen Helligkeit. Geht man nach der Art der Explosion, so lassen sich die Supernovae in thermonukleare Supernovae und Gravitationskollaps-Supernovae unterteilen. Zum ersten Fall gehört allein der Typ Ia, zum zweiten Fall zählt man neben allen Typ

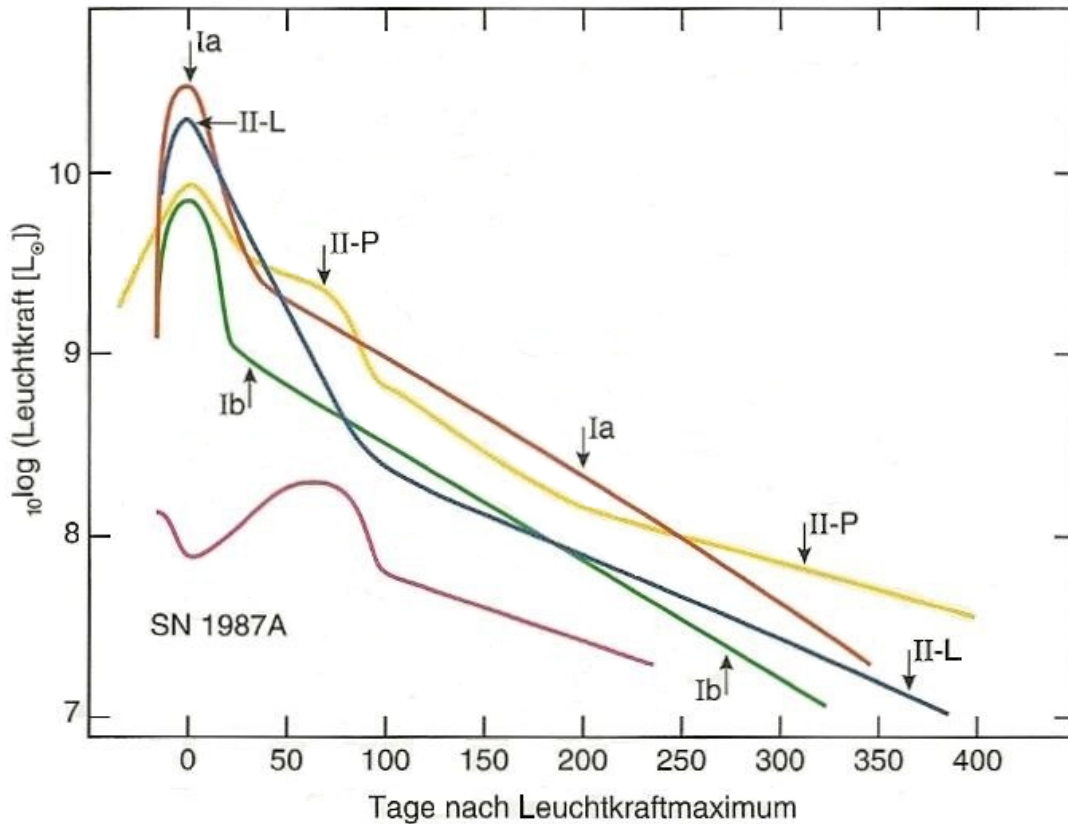


Abbildung 2.2: Supernova-Klassifikation anhand des Verlaufs der Lichtkurven [Jan11]

II Supernovae auch Explosionen vom Typ Ib und Ic.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst auf die Thermonuklearen Supernovae eingegangen. Anschließend werden die Gravitationskollaps-Supernovae und deren Neutrinoerzeugung näher betrachtet.

2.2 Thermonukleare Supernovae

Den Supernovae vom Typ Ia kommt eine besondere Bedeutung zu, da sie durch ihren stets ähnlichen Lichtkurvenverlauf als Standardkerzen zur Vermessung des Universums dienen. Zu den Vorläufersternen zählen Weiße Zwerge, die wiederum selbst kompakte Sternleichen massearmer Sterne ($0,08 M_{\odot} < M_{\text{Stern}} < 8 M_{\odot}$) nach dem thermonuklearen Brennen darstellen. Je nach zuletzt durchlaufener Brennphase bestehen Weiße Zwerge aus Helium (He), Kohlenstoff und Sauerstoff (C+O) oder Sauerstoff, Neon und Magnesium (O+Ne+Mg). Nach derzeitigem Kenntnisstand eignen sich nicht alle Weißen Zwerge für eine Supernova vom Typ Ia. Die wahrscheinlichsten Kandidaten für eine solche Supernova sind C+O-Weiße-Zwerge. Diese Annahme beruht auf der bisher beobachteten Menge der ausgeschleuderte Materie ($1,5 - 2 M_{\odot}$ bei der Explosion [Jan11]), sowie auf deren Zusammensetzung. Ein Weißer Zwerg allein kann nicht zu einer thermonuklearen Supernova werden. Er kühlt mit der Zeit einfach aus, wodurch auch seine Leuchtkraft abnimmt. Erst in einem Doppelsternsystem kann es zu einer Supernova vom Typ Ia kommen. Ein zunächst unterkritischer Weißer Zwerg kann entweder durch Materieakkretion von einem Begleitstern oder durch Verschmelzung mit einem weiteren unterkritischen Weißen Zwerg an Masse gewinnen und somit die kritische Grenzmasse von rund $1,46 M_{\odot}$ erreichen. Diese Grenzmasse wird auch Chandrasekhar'sche Masse genannt. Jenseits dieser Masse kann das Gleichgewicht

für einen nicht rotierenden Weißen Zwerg nicht mehr aufrecht erhalten werden, der Gravitationsdruck überschreitet den quantenmechanischen Entartungsdruck der Elektronen im Sterninnern und es kommt zum Sternkollaps. Für die Akkretionstheorie kommen He-Weiße-Zwerge aufgrund ihrer geringen Anfangsmasse ($< 0,4 M_{\odot}$) nicht infrage, da sie trotz Akkretion von Wasserstoff oder Helium nicht bis an die Chandrasekhar-Masse herankommen. O+Ne+Mg-Weiße-Zwerge erreichen zwar diese Grenzmasse, kollabieren dann aber zu einem Neutronenstern, ohne eine Supernova zu erzeugen. Auch für das Verschmelzen zweier Weißer Zwerge sind solche aus Kohlenstoff und Sauerstoff am wahrscheinlichsten. Durch die Massenzunahme kommt es zu einer Kontraktion, wodurch die Temperatur im Sterninnern ansteigt, bis es schließlich heiß genug ist, dass die Sternmaterie in einer letzten thermonuklearen Brennphase zünden kann. Dieses explosive Brennen produziert je nach Temperatur und Zusammensetzung des Weißen Zwerges Elemente bis hin zur Eisengruppe.

Thermonukleare Supernovae produzieren etwa $0,5 - 1,0 M_{\odot}$ an ^{56}Ni , Gravitationskollaps-supernovae hingegen nur ca. $0,1 M_{\odot}$ [Jan11]. Damit zählen die Lichtkurven der thermonuklearen Supernovae zu den hellsten, beobachtbaren Lichtkurven.

2.3 Gravitationskollaps-Supernovae

Sterne mit mehr als $9 M_{\odot}$ enden in Gravitationskollaps-Supernovae. Nimmt man einen Stern mit einer typischen Masse von $\sim 15 M_{\odot}$, so durchläuft er alle nuklearen Brennphasen bis hin zum Siliziumbrennen, aus dessen Fusionsasche (Fe, Ni, Cr, Ti,...) sich dann der kompakte Sternkern zusammensetzt. Alle Kernfusionen bis zum Si-Brennen verlaufen exotherm, d.h. sie liefern dem Stern Energie zur Stabilisation gegen den Gravitationsdruck. Da die Eisengruppennuklide die höchste Kernbindungsenergie besitzen, würde jede weitere Fusion endotherm ablaufen, d.h. Energie von außen benötigen. Diese Nuklide sind somit die Endprodukte des nuklearen Sternbrennens. Eine Energiegewinnung durch Kernfusion ist ab den Eisengruppennukliden nicht mehr möglich. Die Strahlungsenergie der Gammaquanten, die bei der Kernfusion entstehen und den Stern gegen den Gravitationsdruck seiner Materie stabilisieren, nimmt dadurch ab. Eine letzte Möglichkeit zur Energiegewinnung und folglich zur Erhaltung des Gleichgewichts bietet die Kontraktion des Sterninnern, bei der gravitative Bindungsenergie frei wird. Der plötzliche Gravitationskollaps des Sternkerns bewirkt einen starken Neutrinoausbruch und eine darauffolgende Schockwelle, die die äußeren Sternhüllen explosionsartig wegsprengt. Der gesamte Kernkollaps dauert nur etwa 100 ms und erzeugt durch Neutronisation und Deleptonisation am Ende einen Neutronenstern. Die Prozesse, die dabei im Innern des Sterns ablaufen, sollen im Folgenden näher betrachtet werden.

2.3.1 Entartung des Sternplasmas

In Folge der Kontraktion steigt die Dichte im Sterninnern. Das Sternplasma, bestehend aus ionisierten Gasatomen und freien Elektronen, nähert sich dadurch dem Zustand der Entartung. Nach dem Pauli-Prinzip dürfen sich zwei Fermionen, deren Quantenzahlen übereinstimmen, nicht im selben Zustand befinden. Bei der Kontraktion des Sterninnern werden die Elektronen immer dichter gepackt, wodurch ihre Ortsunschärfe abnimmt. Aufgrund der Heisenberg'schen Unschärferelation $\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{h}{4\pi}$ steigt somit die Impulsunschärfe und mit ihr der Fermiimpuls der Elektronen. Das Elektronengas erzeugt also einen dichteabhängigen Gegendruck (Gl. (2.6) und Gl. (2.7)), den sog. Entartungsdruck, zu dem nach innen wirkenden Gravitationsdruck.

$$P_{nrf} \propto \rho^{\frac{5}{3}} \quad (\text{nicht-relativistisch}) \quad (2.6)$$

$$P_{rf} \propto \rho^{\frac{4}{3}} \quad (\text{relativistisch}) \quad (2.7)$$

Dieser Gegendruck stabilisiert das Sterninnere und verhindert eine weitere Kontraktion für Massen unterhalb der Chandrasekhar'schen Grenzmasse. Diese Stabilisierung ermöglicht die Bildung stabiler Weißer Zwerge. Überschreitet die Masse des Sterninnern jedoch die Grenzmasse, ist ein Kollaps unausweichlich.

Mit zunehmendem Fermiimpuls steigt auch die Fermienergie der Elektronen:

$$\epsilon_F = \frac{p_F^2}{2m} \quad (\text{nicht-relativistisch}) \quad (2.8)$$

bzw.

$$\epsilon_F = p \cdot c \quad (\text{relativistisch}) \quad (2.9)$$

Nimmt das Verhältnis von thermischer Bewegungsenergie der Elektronen zu deren Fermienergie ab, so steigt die Entartung des Elektronengases. Je dichter das Elektronengas wird und je kühler es dabei bleibt, desto höher wird der Entartungsgrad des Gases.

2.3.2 Gravitationskollaps

Die Fermi-Energie der freien Elektronen steigt durch die zunehmende Kerndichte und erlaubt den Elektronen mit den gebundenen Protonen der Gasionen, sowie mit freien Protonen im Plasma über den inversen β -Zerfall



zu reagieren. Der erste Fall ist energetisch möglich, wenn die Fermi-Energie die Schwellenenergie von $m_e c^2 + 3,7 \text{ MeV}$ für den inversen β -Zerfall von ^{56}Fe erreicht. Der Elektroneinfang durch freie Protonen kann bereits ab einer Fermi-Energie von $1,3 \text{ MeV}$ stattfinden. Dieser Energiewert entspricht gerade dem Massenunterschied zwischen Protonen und Neutronen.

Durch die Neutrinoemission und den damit verbundenen Druckverlust kontrahiert der Kern weiter und die Elektroneinfangrate sowie die Neutrinoproduktionsrate erhöhen sich zunehmend. Der Kollaps des Sternkerns lässt sich nun nicht mehr aufhalten.

Nach etwa $0,1$ Sekunden ist die anfängliche Kerndichte von $\rho_c \sim 10^{10} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ auf $\rho_c \sim 10^{12} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ gestiegen, wodurch es zu Neutrinostreuungen im Kerninnern kommt. Dadurch wird die Neutrinoemission in diesen Bereichen stark verzögert. Lediglich in den äußeren, langsam nachfallenden Kernschichten ist eine freie Neutrinoemission noch möglich.

Nach einer weiteren hundertstel Sekunde liegt die Dichte im Kerninnern bei rund $10^{14} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ und damit in der Größenordnung der Atomkerndichte ($\rho_0 \approx 2,7 \times 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$). Es erfolgt ein nuklearer Phasenübergang, die innerste Kernmaterie setzt sich von nun an aus freien Neutronen, Protonen und Elektronen zusammen. Dieser Kernbereich wird als junger Protonen-neutronenstern (PNS) angesehen.

Bei den geringen Abständen zwischen den Nukleonen nach dem Phasenübergang ($< 1 \text{ fm}$) wirkt die starke Kernkraft abstoßend, eine weitere Kompression der Materie ist somit nicht möglich. Die nachfallenden Materieschichten des Sternkerns prallen am PNS zurück und es bildet sich eine Stoßwelle, die durch die Kernschichten radial nach außen wandert. Das Plasma der äußeren Kernschichten wird durch den Stoß geheizt und es kommt zur Produktion energiereicher γ -Quanten, welche durch Photodissoziationsreaktionen einen Teil der Fe-Kerne in freie Neutronen, Protonen und α -Teilchen zerlegt. Die freien Protonen erzeugen nun ihrerseits durch Elektroneinfang freie Neutronen und Elektronenneutrinos. Diesen Vorgang nennt man auch Neutronisation.

Erreicht die Stoßfront die Neutrinosphäre, also die Sternschicht, in der die Materie weniger

dicht gepackt ist und für die Neutrinos aufgrund der abnehmenden Wahrscheinlichkeit für Streureaktionen transparent wird, so entweichen diese in einem intensiven Neutrinoblitz. Dabei transportieren sie eine Energie von $\sim 2 \times 10^{52}$ erg ab [Sch97]. Dieser Energieverlust hat zur Folge, dass die Stoßpropagation zum Erliegen kommt und sich aus der Stoßfront eine Akkretionsfront bildet, durch die die äußeren Schichten auf den PNS fallen. Durch die Materieakkretion wird gravitative Bindungsenergie frei, welche in Entartungsenergie der Elektronen und der gefangenen Neutrinos, sowie in thermische Energie des Nukleon-gases übergeht. Der Sternkern wird folglich immer heißer und die an der Neutrinosphäre entweichenden Neutrinos besitzen höhere Energien. Einen Teil ihrer Energie geben sie auf ihrem Weg durch den Stern durch die folgenden β -Prozesse

$$\nu_e + n \longrightarrow p + e^- \quad (2.12)$$

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+ \quad (2.13)$$

an das Plasma hinter der Akkretionsfront ab. Durch dieses Plasmaheizen wird der Stoß letztlich wiederbelebt.

Bis zu diesem Zeitpunkt hat die Supernova nur Elektroneneutrinos produziert. Die übrigen Neutrinoarten werden bei der Weiterentwicklung des Protoneutronensterns zum verbleibenden Neutronstern erzeugt. Hochenergetische Photonen bilden im Innern des PNS durch Paarzerzeugung eine große Menge an e^+e^- -Paaren, welche wiederum zu $\bar{\nu}\nu$ -Paare zerstrahlen.

$$e^+ + e^- \longleftrightarrow \nu_\alpha + \bar{\nu}_\alpha \quad (\text{mit } \alpha = e, \mu, \tau) \quad (2.14)$$

Die Neutrinos aus dieser thermischen Neutrinopaarzerzeugung machen etwa 90% der gesamten Neutrinoproduktionsmenge einer Supernova aus. Durch ihre Emission wird der PNS stark abgekühlt (Kelvin-Helmholtz-Neutrino-Kühlung). Während dieser Kühlung schrumpft der PNS und wird durch weiterlaufende Elektroneinfänge vollständig neutronisiert. Am Ende der Kühlung ist ein Neutronenstern mit einem Radius von etwa ~ 20 km entstanden.

2.3.3 Supernova-Neutrinos

Bei einer Supernova-Explosion wird gerade die Energie frei, die der Stern zuvor als gravitative Bindungsenergie im Kern gespeichert hat. Näherungsweise ist das

$$E_B \approx \frac{G_N M_{Kern}^2}{R_{Kern}} \approx (2 - 3) \times 10^{53} \text{ erg} \quad (2.15)$$

$G_N = 6,67 \times 10^{-11} \frac{\text{m}^3}{\text{kg} \cdot \text{s}^2}$ ist die Gravitationskonstante, $M_{Kern} \approx M_{Ch} \approx 1,46 M_\odot$ ist die Masse der Sternkerns, $R_{Kern} \approx 10^3$ km dessen Radius. Von dieser Energie gehen $\sim 10^{49}$ erg in die elektromagnetische Strahlung, $\sim 10^{51}$ erg gehen in die kinetische Energie der Sternüberreste und rund 99% werden durch die erzeugten Neutrinos abgeführt.

Für jede Neutrinoart gilt, dass ihre Energieverteilung in grober Näherung einer Fermi-Dirac-Verteilung folgt. Die Energie, die durch die thermischen Neutrinopaarzerzeugungen abgeführt wird, verteilt sich ungefähr gleich auf die drei Neutrinoarten. Die durchschnittliche Energie pro Neutrino berechnet sich anhand $\langle E_\nu \rangle = 3,15 \cdot kT$. Da die einzelnen Neutrinotypen bei verschiedenen Temperaturen entkoppeln, ergibt sich nach

$$\phi(E_\nu) = \frac{L_\nu}{\langle E_\nu \rangle} \cdot \varphi(E_\nu) \quad (2.16)$$

$$\varphi(E_\nu) \propto \frac{E_\nu^2}{1 + e^{\frac{E_\nu}{k \cdot T}}} \quad (2.17)$$

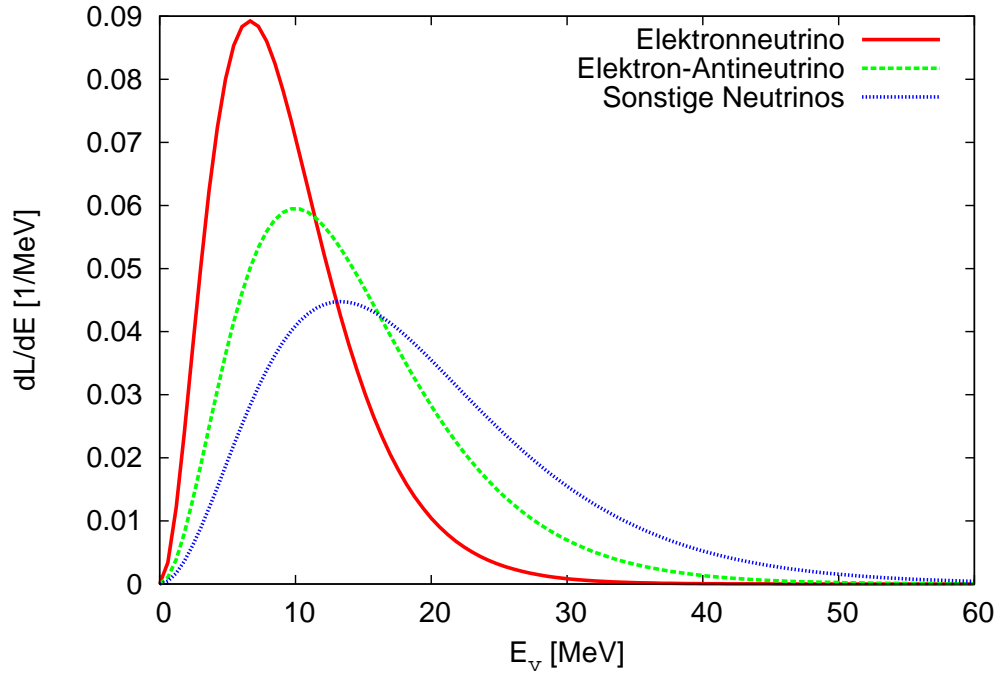


Abbildung 2.3: Auf 1 normiertes, Fermi-Dirac-verteiltes Neutrinoemissionsspektrum einer Supernova vom Typ II. Aufgetragen ist die differentielle Luminosität dL/dE über der Neutrinoenergie. Die Emissionsrate von Elektronneutrinos ist am höchsten, die von Myon- und Tauonneutrinos, sowie deren Antiteilchen ist am geringsten. Dazwischen liegt die Emissionsrate der Elektron-Antineutrinos

ein temperatur- und damit ein typabhängiger ν -Fluss. Dabei beschreibt $\varphi(E_\nu)$ ein Fermi-Dirac-verteiltes Neutrinoemissionsspektrum und $\phi(E_\nu)$ bezeichnet das Spektrum der emittierten Neutrinoanzahl für die jeweilige ν -Art [YB08].

Die verschiedenen Entkopplungstemperaturen werden durch die Opazität der Kernmaterie bedingt, deren Größe von der Reaktivität der einzelnen Neutrinentypen abhängt. Die wichtigsten Wechselwirkungen der Neutrinos mit der Kernmaterie sind:

- elastische Streuung an Atomkernen: $\bar{\nu} + A \rightarrow \bar{\nu} + A$
- elastische Streuung an Nukleonen: $\bar{\nu} + (p, n) \rightarrow \bar{\nu} + (p, n)$
- Neutrino-Elektron-Streuung: $\bar{\nu} + e \rightarrow \bar{\nu} + e$
- Paarerzeugung/-vernichtung: $\nu + \bar{\nu} \leftrightarrow e^+ + e^-$
- Neutrinoeinfang: $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

Die Myon- und Tauon-Neutrinos, sowie deren Antiteilchen nehmen nur an den ersten vier Reaktionen teil, wodurch ihre Opazität im Vergleich zu den Elektronneutrinos bzw. Elektron-Antineutrinos geringer ist. Sie können das Kerninnere daher bereits in tieferen,

d.h. heißeren Schichten ungehindert verlassen. Die Entkopplungstemperaturen der einzelnen Neutrinoarten ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} T &\approx 3 \text{ MeV} && \text{für } \nu_e \\ T &\approx 4,5 \text{ MeV} && \text{für } \bar{\nu}_e \\ T &\approx 6 \text{ MeV} && \text{für } \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau \end{aligned} \quad (2.18)$$

Der Fluss der ν_e ist somit am größten, der Fluss der ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ und ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$ am geringsten (vgl. Abb. 2.3). Dies lässt sich auch an den Werten der Luminositäten L_ν der einzelnen Neutrinoarten ablesen. Da man annehmen kann, dass sich E_B ungefähr gleich auf alle sechs Neutrino flavours verteilt, berechnet sich die Luminosität nach:

$$L_\nu = \frac{1}{2} \cdot \frac{10^{46} \text{ J}}{\langle E_\nu \rangle}, \quad (2.19)$$

da gilt: $E_B \approx 3 \text{ erg} = 3 \cdot 10^{46} \text{ J}$. Damit ergeben sich mit den jeweiligen Neutrinoenergien die folgenden Luminositäten:

$$L_{\nu_e} \approx 3 \cdot 10^{57} \quad (2.20)$$

$$L_{\bar{\nu}_e} \approx 2 \cdot 10^{57} \quad (2.21)$$

$$L_{\nu_\mu, \nu_\tau} \approx 1 \cdot 10^{57} \quad (2.22)$$

Die Neutrinoluminositäten einer Supernova sind somit sehr groß, so dass, abhängig von der Entfernung, eine hohe Neutrino nachweisrate in den Detektoren auf der Erde zu erwarten wäre. Dennoch war ein Nachweis bisher nur bei der Supernova 1987A möglich. Das folgende Kapitel widmet sich daher den Neutrinos dieser Supernova und den damaligen Detektoren, die die Neutrinoereignisse verzeichneten. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden die Schwierigkeiten eines Neutrino nachweises ersichtlich, sowie die daraus resultierenden Anforderungen an die Neutrinodetektionstechniken.

3. Neutrinos der SN 1987A und ihr Nachweis

Am 23.02.1987 wurde zum ersten Mal in der Geschichte ein Neutrinoausbruch einer Supernova beobachtet. Sie war die bisher hellste Supernova im optischen Bereich seit der Kepler-Supernova im Jahr 1604. Sie ereignete sich in der Großen Magellanschen Wolke in etwa 50 kpc Entfernung und erhielt die Bezeichnung SN 1987A¹.

Der Vorläuferstern der SN 1987A war ein blauer Überriese namens Sanduleak mit einer Masse von $\sim 20 M_{\odot}$. Aufgrund der Wasserstofflinien im frühen Emissionsspektrum wurde diese Supernova als Typ II Supernova klassifiziert. Der Buckel im späteren Verlauf der Lichtkurve (vgl. Abb. 2.2) deutet zusätzlich auf eine Supernova vom Typ II-P hin. Bevor man jedoch das Emissionsspektrum beobachten konnte, wurden die ersten SN-Neutrinos von zwei Wasser-Cherenkov-Detektoren (Kamiokande 2, IMB) und zwei Flüssigszintillationsdetektoren (Baksan, Mont-Blanc) aufgezeichnet. Da der Mont-Blanc-Detektor jedoch etwa 4,5 Stunden vor den anderen drei Detektoren die Neutrinos (5 Ereignisse) beobachtete und die Energie der nachgewiesenen Reaktionsprodukte nahe an der Triggerschwelle von 5 MeV lagen, ist es unwahrscheinlich, dass diese Ereignisse mit der SN 1987A zusammenhängen. Vielmehr geht man davon aus, dass die Mont-Blanc-Ereignisse statistischen Schwankungen entsprechen. Der Baksan-Detektor registrierte bei einer Nachweisschwelle von 10 MeV fünf Ereignisse, die deutlich oberhalb der Schwelle lagen [Ale87]. Allerdings traten die Ereignisse alle eine Minute später auf, als bei den Detektoren Kamiokande 2 und IMB. Im Folgenden werden nur die beiden großen Wasser-Cherenkov-Detektoren betrachtet, die zusammen 20 Neutrinoereignisse innerhalb von ~ 12 s nachweisen konnten. Die Dauer dieses ν -Pulses passt gut zu den theoretischen Annahmen, dass die Explosion bis hin zum vollendeten Neutronenstern nur etwa 20 s dauert.

3.1 Wasser-Cherenkov-Detektoren

Das Targetvolumen eines Wasser-Cherenkov-Detektors besteht aus hochreinem Wasser. Die für diesen Detektortyp möglichen Nachweisreaktionen von Supernova-Neutrinos mit dem Targetmaterial sind:

$$\left. \begin{array}{l} \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \\ \nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{F} + e^- \\ \bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{N} + e^+ \end{array} \right\} \text{ inverser } \beta\text{-Zerfall} \quad (3.1)$$

¹Die Bezeichnung einer Supernova beinhaltet das Jahr der Entdeckung sowie Buchstaben des Alphabets. Die ersten Supernovae eines Jahres werden mit den 26 Großbuchstaben A-Z des Alphabets bezeichnet, jede weitere mit einer Kleinbuchstabenkombination (aa, ab, usw.)

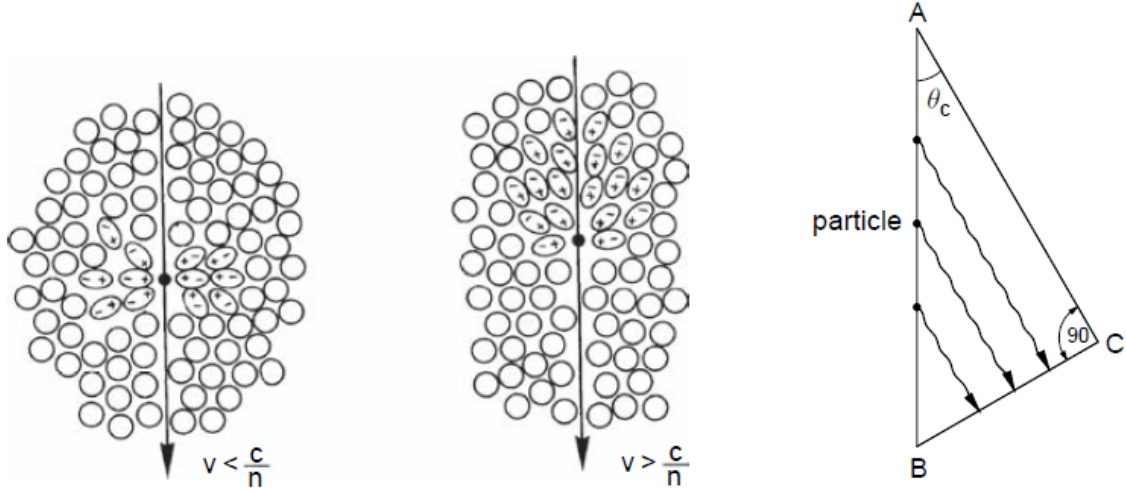


Abbildung 3.1: Abstrahlung von Cherenkov-Licht. Im linken Bild entsteht bei geringer Teilchengeschwindigkeit wegen Symmetrie der Dipole kein Cherenkov-Licht. Im mittleren Bild überschreitet die Teilchengeschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Die Symmetrie ist gebrochen und Cherenkov-Licht ist detektierbar. Rechts ist die geometrische Bestimmung des Cherenkov-Winkels gezeigt [GS08].

$$\nu_i(\bar{\nu}_i) + e^- \rightarrow \nu_i(\bar{\nu}_i) + e^- \quad \text{elastische } \nu e \text{ Streuung} \quad (3.2)$$

mit $i = e, \mu, \tau$. Die dabei erzeugten geladenen Teilchen produzieren Cherenkov-Strahlung, wenn ihre Geschwindigkeit in dem von ihnen durchquerten Medium höher ist als die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht in diesem Medium, wenn also die folgende Beziehung zwischen der Teilchengeschwindigkeit v und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0

$$v > \frac{c_0}{n} \iff \frac{v}{c_0} > \frac{1}{n} \quad (3.3)$$

$$\Rightarrow \beta > \frac{1}{n} \quad (3.4)$$

gilt (n ist der Brechungsindex des Mediums, β ist die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens in Einheiten der Vakuumlichtgeschwindigkeit). Beim Durchgang der geladenen Teilchen durch das Medium polarisieren sie die Atome entlang ihrer Flugbahn und induzieren so elektrische Dipole (vgl. Abb. 3.1). Da sich die geladenen Teilchen im Medium weiterbewegen, ändert sich das elektrische Dipolfeld mit der Zeit, wodurch es zur Abstrahlung elektromagnetischer Wellen kommt. Für kleine Teilchengeschwindigkeiten mit $v < \frac{c_0}{n}$ überlagern sich die elektromagnetischen Wellen destruktiv, da sich die induzierten Dipole symmetrisch um die Laufbahn verteilen. Bei Überlichtgeschwindigkeit ist diese Symmetrie nicht mehr gegeben und es bildet sich, analog zu einer Bewegung mit Überschallgeschwindigkeit, ein Kegel um die Laufbahn des geladenen Teilchens aus (siehe Abb. 3.1). Die entstehenden Photonen werden somit unter einem bestimmten Winkel θ_c abgestrahlt, der sich nach

$$\cos(\theta_c) = \frac{t \cdot \frac{c}{n}}{t\beta c} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.5)$$

ergibt. Da für den Cosinus immer die Beziehung $\cos(\theta) \leq 1$ gilt, muss die Teilchengeschwindigkeit die Schwellenbedingung

$$\beta > \beta_{krit} = \frac{1}{n} \quad (3.6)$$

erfüllen, um Cherenkov-Strahlung zu erzeugen. Für Wasser mit einem Brechungsindex von $n = 1,33$ ergibt sich somit ein Schwellenwert von $\beta = 0,75$.

Mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit nimmt auch der Cherenkov-Winkel zu. Da β nicht größer als 1 werden kann, erreicht der Winkel seinen Maximalwert bei

$$\theta_c^{max} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right) \quad (3.7)$$

Die abgestrahlten Photonen lassen sich mit Hilfe von Photomultipliern am Rand des Detektors nachweisen. Bedingung für einen Nachweis am Rand ist, dass die Abschwächlänge des Detektormaterials nicht zu groß wird, damit auch Photonen, die in der Mitte des Detektors erzeugt werden, noch detektierbar sind. Die Abschwächung der Photonen wird durch mehrere Prozesse bedingt. Zum einen können die erzeugten Photonen von Atomen in der Detektormasse absorbiert werden, wodurch sie für die Messung der Lichtausbeute einer Reaktion verloren gehen. Zum anderen nehmen die Photonen auf ihrem Weg durch den Detektor auch an Streuprozessen teil, so dass ihre Laufrichtung geändert wird. Dadurch werden sie für eine korrekte Ortsdetektion der zuvor stattgefundenen Reaktion unbrauchbar, allerdings tragen sie zur Messung der gesamten Lichtausbeute einer Reaktion bei und liefern damit einen Beitrag zu der im Medium deponierten Energie. Die Abschwächung von Licht ergibt sich nach

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (3.8)$$

wobei x die Wegstrecke beschreibt und μ für den Massenschwächungskoeffizienten steht. Die Abschwächung hängt von der Reaktionsart der Photonen mit dem Detektormaterial ab, welche wiederum von der Photonenenergie selbst abhängt. Bei Photonenergien über 1 MeV dominieren der Compton-Effekt und die Paarbildung die Abschwächung, bei Energien unter 100 keV kommt es hauptsächlich zum Photoeffekt. Die Lichtausbeute des Detektors kann zusätzlich durch eine Beimischung eines Wellenlängenschiebers verbessert werden. Dieser absorbiert Photonen im ultravioletten Bereich und emittiert dafür Photonen mit größeren Wellenlängen.

Die Wasser-Cherenkov-Detektoren, die im Jahr 1987 Neutrinos der SN 1987A nachweisen konnten, sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

3.1.1 Kamiokande 2-Detektor

Der Kamiokande 2-Detektor (Kamioka Nucleon Decay Experiment) wurde 1983 ursprünglich für den Nachweis von Protonzerfällen gebaut. In den Jahren darauf erfolgten weitere Um- und Ausbauten, um u. a. den Untergrund zu reduzieren und die Nachweisschwelle für Elektronen herabzusetzen. Der Detektor befindet sich in der Kamioka-Mine, etwa 300 km westlich von Tokyo in einer Tiefe von 1000 m. Die erste Umbaustufe Kamiokande 2, welche 1985 den Betrieb aufnahm, bestand aus einem, mit 3000 t reinem Wasser gefüllten, zylindrischen Tank. 948 Photomultiplier an den Wassertankinnenflächen detektierten das entstehende Cherenkov-Licht.

Der Hauptnachweis von Neutrinos in einem Wasser-Cherenkov-Detektor basiert auf dem inversen β -Zerfall von Wasserstoff (Gl. 3.1). Die Schwellenenergie liegt dabei bei 1,8 MeV, d.h. das Elektronantineutrino muss die Massendifferenz zwischen dem freien Proton, mit dem es reagiert, und den Reaktionsprodukten (Neutron, Positron) aufbringen. Aufgrund der isotropen Winkelverteilung der entstandenen Positronen geht man davon aus, dass alle Ereignisse der im Jahr 1987 detektierten Neutrinos auf den inversen β -Zerfall zurückgeführt werden können. Nur beim ersten Ereignis, welches einen Winkel von 18° zwischen der e -Richtung und der Richtung zur Supernova aufweist und eine Elektronenenergie von $E_e = 20$ MeV besitzt, könnte es sich auch um eine elastische νe -Streuung handeln (Gl. 3.2)[Sch97]. Für eine solche Streuung gilt die Beziehung

$$E_e \theta_e^2 \leq 2m_e \approx 1 \text{ MeV} \quad (3.9)$$

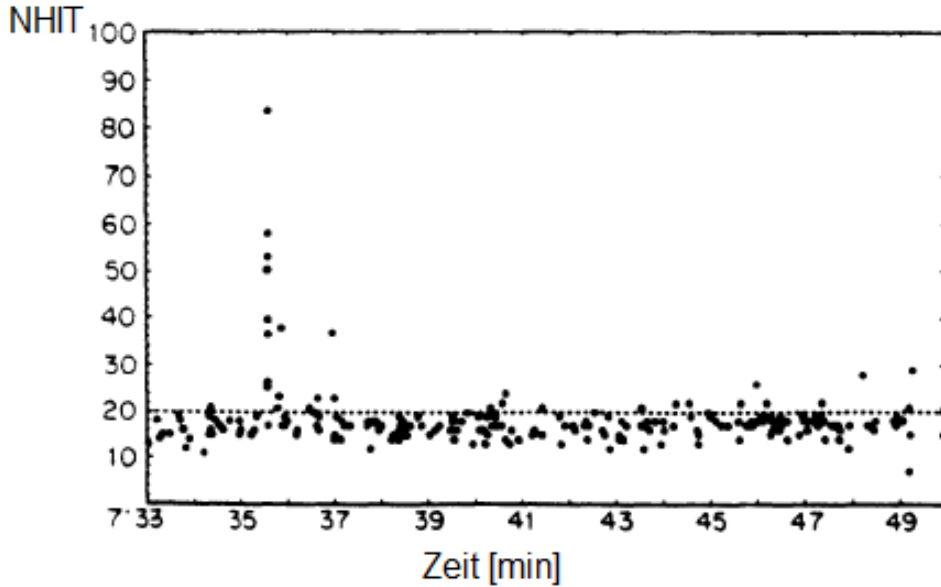


Abbildung 3.2: Kamiokande 2-Neutrinoereignisse der Supernova SN 1987A. Aufgetragen ist die Anzahl N_{hit} an getroffenen Photomultipliern über die Detektionszeit, die in Universalzeit UT angegeben ist. Jeder Punkt repräsentiert ein Event im Detektor und wird durch N_{hit} dargestellt. Der Neutrinoburst zeichnet sich deutlich ab der Zeit 7 : 35 : 35 UT vom Untergrund ab [Hea88].

so dass sich für $E_e = 20 \text{ MeV}$ ein Winkel von $\theta_e \leq 13^\circ$ ergibt.

Mit der damaligen Nachweisschwelle von $7,5 \text{ MeV}$ für die entstehenden e^\pm ließen sich im Detektor 12 Neutrinoereignisse beobachten. In Abbildung 3.2 ist die Anzahl der von einem geladenen Teilchen getroffenen Photomultiplier N_{hit} über die Detektionszeit² der e^\pm aufgetragen. Der Neutrinopuls der SN 1987A zeichnet sich ab der Zeit 7 : 35 : 35 UT ab.

3.1.2 IMB-Detektor

Zur gleichen Zeit wie Kamiokande-2 verzeichnete auch der IMB-Detektor mehrere Neutrinoereignisse. Der IMB-Detektor (Irvine-Michigan-Brookhaven Detektor) befindet sich in der Molton Salzmine in Cleveland, Ohio. Dort liegt er in einer Tiefe von 600 m. Der Tank hat die Maße $18 \text{ m} \times 17 \text{ m} \times 22,5 \text{ m}$ und fasst 8000 t hochreines Wasser. Die im Target-Volumen stattfindenden Ereignisse werden von 2048 Photomultipliern erfasst. Die Photomultiplier haben einen Durchmesser von 20 cm und sind auf Wellenlängenschieberplatten montiert, um eine bessere Lichtausbeute zu gewährleisten. Die Nachweisschwelle der e^\pm lag zur Detektionszeit der SN 1987A bei ungefähr 19 MeV. Damit konnte der IMB-Detektor 8 Neutrinoereignisse registrieren³.

²Zeitangabe in Universalzeit UT. Die Universalzeit ist eine mittlere Ortszeit, die über Beobachtungen des Erddrehwinkels gewonnen wird

³Alle Zahlenwert entnommen aus [BSea92].

4. Die Neutrino-Oszillation

In den Kapiteln 2 und 3 ist geklärt worden, wie Neutrinos in einer Supernova entstehen und mit welchen Techniken sie zur Zeit der Supernova 1987A nachgewiesen werden konnten. Es stellt sich die Frage, was mit den Neutrinos auf ihrem langen Weg zur Erde passiert. Können sie die sichtbare Materie und das Vakuum des Universums nahezu ungestört durchdringen oder unterliegen sie nachhaltigen Wechselwirkungen? Dieses Kapitel widmet sich deshalb dem Phänomen der Neutrinooszillation, also der quantenmechanisch vorhergesagten Umwandlung der Neutrino flavours ineinander¹.

Bedingungen für Neutrinooszillationen sind, dass nicht alle Neutrinos die gleiche Masse besitzen oder gar masselos sind und dass die Leptonflavourzahlen L_α nicht streng erhalten sind. Theoretisch erklären lassen sich die Oszillationen wie folgt:

Die verschiedenen Neutrinoarten ν_α (auch Flavoureigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ genannt), welche in den Reaktionen der schwachen Wechselwirkung auftreten und eine feste Leptonflavourzahl L_α besitzen, sind nicht mit den Masseneigenzuständen $|\nu_i\rangle$ identisch. Während die $|\nu_i\rangle$ Eigenzustände zum Massenoperator M sind

$$\langle \nu_i | M | \nu_j \rangle = m_i \delta_{ij} \quad (4.1)$$

und damit feste Masseneigenwerte m_i aufweisen, besitzen die $|\nu_\alpha\rangle$ keine scharfen Massen. Sie sind somit keine Eigenzustände zu M , sondern vielmehr Linearkombinationen der $|\nu_i\rangle$. Dies veranschaulichen die folgenden Beziehungen:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (4.2)$$

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\bar{\nu}_i\rangle \quad (4.3)$$

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle. \quad (4.4)$$

Die stationären $|\nu_i\rangle$ lassen sich wie folgt zeitlich entwickeln

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (4.5)$$

mit $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$. Da der Impuls eines Neutrinos sehr viel größer als seine Masse ist, lässt sich die Energie eines Masseneigenzustandes nähern zu:

$$E_i = p \cdot \sqrt{1 + \frac{m_i^2}{p^2}} \approx p \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \frac{m_i^2}{p^2}\right) = p + \frac{m_i^2}{2p}. \quad (4.6)$$

¹Die mathematische Beschreibung der Oszillation orientiert sich an der Beschreibung von [Sch97]

Aufgrund der geringen Masse von Neutrinos, müssen sie relativistisch betrachtet werden ($E \approx p$), so dass sich die Energiegleichung noch zu $E_i \approx E + \frac{m_i^2}{2E}$ umschreiben lässt. Die unitäre Matrix \mathbf{U} bezeichnet die Mischungsmatrix und lässt sich im Drei-Flavour-Formalismus folgendermaßen parametrisieren

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} c\theta_1 & s\theta_1 c\theta_3 & s\theta_1 s\theta_3 \\ -s\theta_1 c\theta_2 & c\theta_1 c\theta_2 c\theta_3 - s\theta_2 s\theta_3 \cdot e^{i\delta} & c\theta_1 c\theta_2 s\theta_3 + s\theta_2 c\theta_3 \cdot e^{i\delta} \\ s\theta_1 s\theta_2 & -c\theta_1 s\theta_2 c\theta_3 - c\theta_2 s\theta_3 \cdot e^{i\delta} & -c\theta_1 s\theta_2 s\theta_3 + c\theta_2 c\theta_3 \cdot e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

wobei θ_1, θ_2 und θ_3 die Mischungswinkel sind, c und s stehen für Cosinus und Sinus. Mit Hilfe der Gleichungen 4.2, 4.4 und 4.5 lässt sich nun berechnen, wie sich ein zur Zeit $t = 0$ reiner Flavourzustand $|\nu_\alpha\rangle$ mit der Zeit entwickelt:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle = \sum_{i,\beta} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle. \quad (4.8)$$

Experimentell sind die Mischungswinkel θ_i und die Massendifferenzen δm_{ij}^2 , mit $\delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, bestimmbar. Die Energien E_i sind vom Quadrat der Massen m_i ($i = 1, 2, 3$) abhängig, so dass sich bei einer Entfernung L von der Quelle die folgende Übergangswahrscheinlichkeit ergibt:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, t) = \left| \sum_i U_{ei} U_{\mu i}^* e^{-iE_i t} \right|^2 \quad (4.9)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta_i) \cdot \sin^2\left(\frac{\delta m_{ij}^2 \cdot L}{4E}\right) \quad (4.10)$$

Aufgrund der langen Flugstrecke und -zeit zur Erde besitzen die $\bar{\nu}_\mu$'s und die $\bar{\nu}_\tau$'s, wenn sie auf der Erde ankommen, dieselben Flussraten wie die $\bar{\nu}_e$'s, da die Neutrinos auf ihrem Weg vollständig mischen und somit die temperaturbedingten Flussunterschiede (vgl. Abb. 2.3) ausgleichen. So entspricht die im Jahr 1987 auf der Erde nachgewiesene $\bar{\nu}_e$ -Flussrate der $\bar{\nu}_e$ -Rate, die sich nach möglichen Neutrinooszillationen auf dem Weg zur Erde ergibt. Bei einem Nachweis eines ν_e -Flusses auf der Erde, hätte man gleichzeitig auch die Flüsse der Myon- und Tauonneutrinos bestimmt.

Da bisher nur für die SN 1987A Neutrinos nachgewiesen werden konnten, war es bei Supernovaneutrinos noch nicht möglich, ν -Oszillationen nachzuweisen. Bessere Möglichkeiten bieten dagegen Reaktorneutrinos und Neutrinos aus Beschleunigerexperimenten, aber auch solare Neutrinos, bei denen der gemessene ν_e -Fluss um etwa die Hälfte zu klein ist gegenüber dem erwarteten Fluss. Anhand des Standard-Sonnenmodells lassen sich Vorhersagen über die relativen Häufigkeiten der verschiedenen Kernfusionsreaktionen machen. Aus den rel. Häufigkeiten können dann wiederum die auf der Erde messbaren ν_e -Flüsse bestimmt werden. Die Diskrepanz zwischen den gemessenen und den erwarteten ν_e -Flüssen, sowie das Beobachten vermehrter Myonneutrinos im Energiebereich der solaren Elektronenneutrinos lassen darauf schließen, dass die ν_e 's auf ihrem Weg zur Erde Oszillationen unterliegen. Der Nachweis solarer Neutrinos zählt zu den „Disappearance“-Experimenten, da der gemessene Neutrinofluss eines bestimmten Flavours geringer ist als die dazugehörige Flavour-Emissionsrate der Quelle. Neben dieser Nachweismethode gibt es noch die „Appearance“-Experimente, bei denen der detektierte Neutrinoflavour nicht mit dem Flavour übereinstimmt, den eine bestimmte Quelle (ausschließlich) produziert.

Neben solaren Neutrinos werden auch atmosphärische Neutrinos untersucht, welche aus

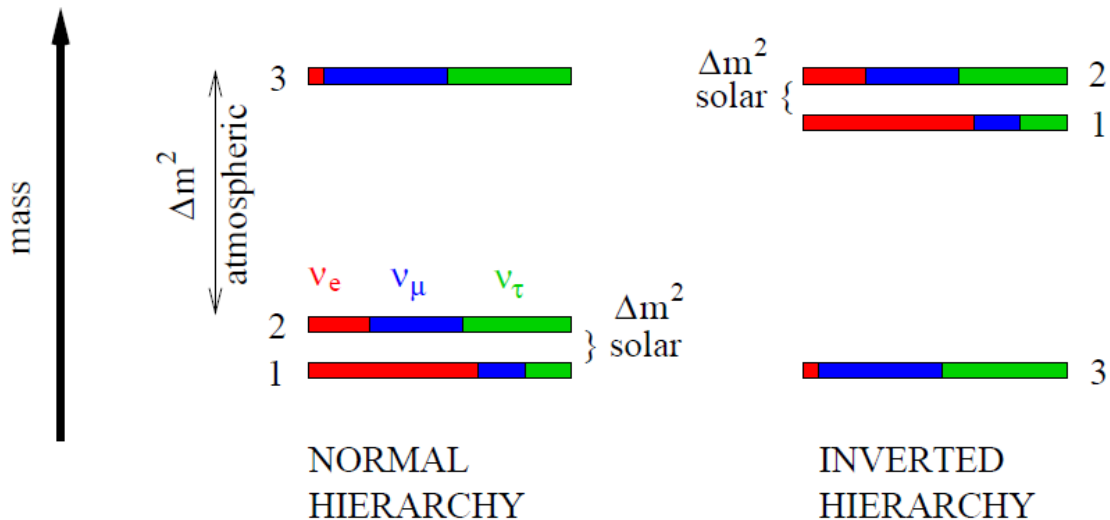


Abbildung 4.1: Massenhierarchie der Neutrinos. Auf der linken Seite ist die normale Massenhierarchie mit $m_1 < m_2 < m_3$ zu sehen, auf der rechten Seite ist die invertierte Hierarchie mit $m_3 < m_2 < m_1$ aufgetragen [Ose06].

Zerfällen atmosphärischer geladener Pionen und Kaonen entstehen:

$$\pi^+, K^+ \rightarrow \nu_\mu + \underbrace{\mu^+}_{\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu} \quad (4.11)$$

$$\pi^-, K^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \underbrace{\mu^-}_{\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu} \quad (4.12)$$

Bei der Untersuchung der Flussraten der Elektron- und Myonenneutrinos wurde ein Defizit an Myonenneutrinos festgestellt. Das erwartete Verhältnis der Flussraten von ν_μ und ν_e liegt bei 2 : 1, während das tatsächlich beobachtete Verhältnis bei etwa 1 : 1 liegt. Eine Erklärung bietet die Oszillation der ν_μ in ν_τ , die Oszillation in ν_e scheint dagegen unterdrückt zu sein. Das Defizit an solaren Elektronenneutrinos wird dagegen als eine Oszillation der ν_e in ν_μ und/oder ν_τ gedeutet.

Die Messungen der Oszillationen der solaren und atmosphärischen Neutrinos ergeben für die Differenzen der Massenquadrate die folgenden Werte [GCe11]:

- Solare Neutrinos: $\Delta m_{\text{sol}}^2 \equiv m_2^2 - m_1^2 = (7,58^{+0,22}_{-0,26}) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
- Atmosphärische Neutrinos: $|\Delta m_{\text{atm}}^2| \equiv \left| m_3^2 - \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} \right| = (2,35^{+0,12}_{-0,09}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$

Weiterhin ungeklärt sind jedoch die Rangfolge der einzelnen Neutrinomassen, sowie der absolute Massenwert des leichtesten Neutrinos. Aus den Experimenten zu solaren Neutrinos und den daraus resultierenden Erkenntnissen über die Neutrinooszillationen in Materie ist bekannt, dass der Zustand mit Masse m_1 immer leichter ist, als der Zustand mit Masse m_2 . Die Frage nach der Rangfolge der Massen m_2 und m_3 führt demnach auf zwei verschiedene Möglichkeiten einer Neutrinomassenhierarchie. Nach Abbildung 4.1 spricht man für $m_1 < m_2 < m_3$ von der normalen Hierarchie und für $m_3 < m_2 < m_1$ von der invertierten Hierarchie. Eine untere Massengrenze lässt sich setzen, wenn der leichteste Masseneigenzustand gleich null gesetzt wird.

5. Massenbestimmung von Supernova-Neutrinos durch Flugzeitmessung

Die Masse von Neutrinos kann mittels Flugzeitmessung¹ direkt bestimmt werden. Dazu erfordert es eine intensive Neutrinoquelle und einen hinreichend großen Abstand zwischen der Neutrinoquelle und dem Detektor. Diese Voraussetzung bietet gerade eine Gravitationskollapssupernova (vgl. Kap. 2). Etwa 99% der frei werdenden Energie werden bei einer solchen Supernova allein durch die Neutrinos abgeführt, was einer Masse von $0,1 - 0,2 M_{\odot}$ entspricht. Geht man von Neutrinos mit einer mittleren Energie von 15 MeV und von einer typischen Sternmasse von $\sim 20 M_{\odot}$ aus, so emittiert eine einzelne Gravitationskollapssupernova etwa 10^{58} Neutrinos. Bei einer Supernova im Zentrum der Milchstraße in 10 kpc Entfernung treffen von den 10^{58} emittierten Neutrinos etwa 10^{43} Neutrinos auf die Erde. Aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte der Neutrinoreaktionen mit Materie² kann der Großteil der auftreffenden Neutrinos die Erde durchqueren, ohne Spuren in den Detektoren zu hinterlassen. Je größer die Neutrinodetektoren sind, desto höher sind die Chancen, Neutrinos zu detektieren.

Aussagen über die Neutrinomasse lassen sich machen, wenn man die aufgenommenen Neutrinofluss-Spektren mit den theoretisch berechneten Emissionsspektren einer Typ 2 Supernova vergleicht. Bei gleicher Energie und Emissionszeit werden Neutrinos die Erde umso später erreichen, je höher ihre Masse ist. Wie bereits erwähnt, registrierte der Kamiokande 2-Detektor 12 Ereignisse, der IMB-Detektor konnte 8 Supernovaneutrinos nachweisen (siehe Tabelle 5.1). Die Ereignisenergien E_e der detektierten Elektronen, sowie deren Detektionszeiten sind in Abbildung 5.1 für beide Detektoren dargestellt. Aus diesen Daten lässt sich nun eine Grenze für die Neutrinomasse bestimmen.

Für eine Supernova im Abstand L zum Detektor beträgt die Flugzeit T_{ν} eines Neutrinos:

$$T_{\nu} = t_a - t_0 = \frac{L}{v} = \frac{L \cdot E_{\nu}}{c \cdot p_{\nu} c} \quad (5.1)$$

$$= \frac{L}{c} \cdot \frac{E_{\nu}}{\sqrt{E_{\nu}^2 - m_{\nu}^2}} \approx \frac{L}{c} \cdot \left(1 + \frac{m_{\nu}^2}{2E_{\nu}^2}\right), \quad (5.2)$$

¹Die in diesem Abschnitt durchgeführten Berechnungen orientieren sich an [Sch97]

²Für den totalen Wirkungsquerschnitt bei CC-Reaktionen an Protonen bzw. Neutronen ergibt sich für ein Neutrino z.B. $\sigma(\nu p) = (0,474 \pm 0,030) \cdot 10^{-38} \frac{\text{cm}^2 E_{\nu}}{\text{GeV}}$ [ACea86], $\sigma(\nu n) = (0,84 \pm 0,07) \cdot 10^{-38} \frac{\text{cm}^2 E_{\nu}}{\text{GeV}}$ [AAea84]

Tabelle 5.1: Registrierte Neutrinoereignisse der SN 1987A im Kamiokande 2- und IMB-Detektor. t beschreibt die Zeit ab Detektion des ersten Neutrinoereignisses. E_e gibt die vom Positron im Detektor deponierte Energie an [MP04]

Kam. 2-Event	Zeit t in s	E_e in MeV
1	0	$20,0 \pm 2,9$
2	0,107	$13,5 \pm 3,2$
3	0,303	$7,5 \pm 2,0$
4	0,324	$9,2 \pm 2,7$
5	0,507	$12,8 \pm 2,9$
6	0,686	$6,3 \pm 1,7$
7	1,541	$35,4 \pm 8$
8	1,728	$21,0 \pm 4,2$
9	1,915	$19,8 \pm 3,2$
10	9,219	$8,6 \pm 2,7$
11	10,433	$13,0 \pm 2,6$
12	12,439	$8,9 \pm 1,9$

IMB-Event	Zeit t in s	E_e in MeV
1	0	38 ± 7
2	0,412	37 ± 7
3	0,650	28 ± 6
4	1,141	39 ± 7
5	1,562	36 ± 9
6	2,684	36 ± 6
7	5,010	19 ± 5
8	5,582	22 ± 5

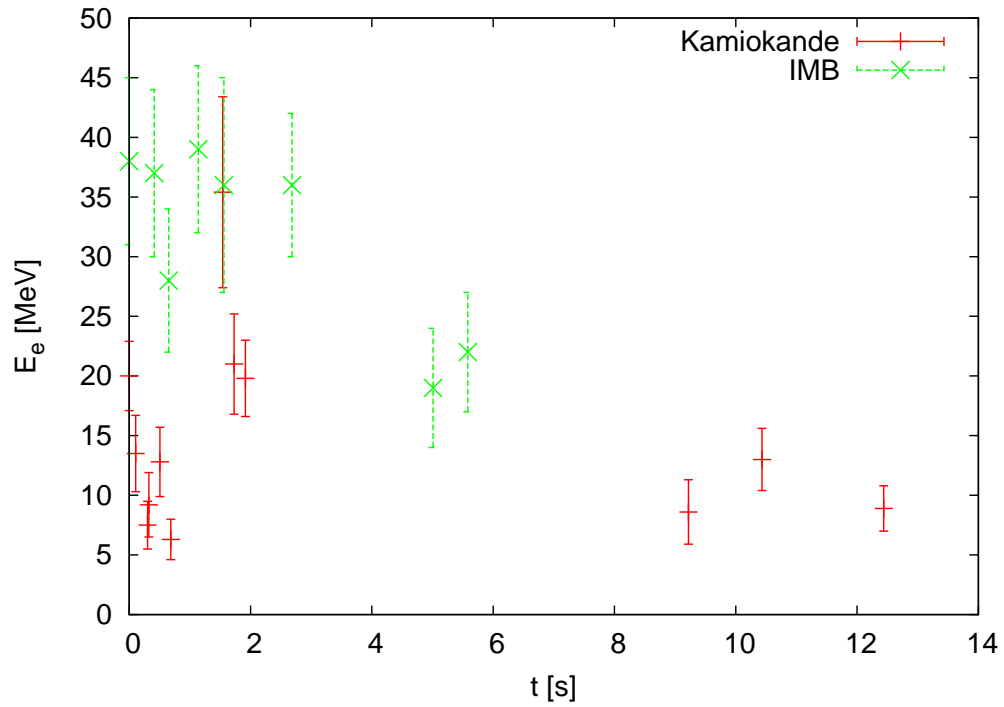


Abbildung 5.1: Energie und Detektionszeit der 12 Kamiokande 2- e^- -Ereignisse und 8 IMB- e^- -Ereignisse der Supernova SN 1987A

wobei t_a den Ankunftszeitpunkt des Neutrinos am Detektor und t_0 den Emissionszeitpunkt in der Supernova bezeichnen.

Für ein masseloses Neutrino ergibt sich demnach eine Flugzeit von $T = \frac{L}{c}$. Ein massebehaftetes Neutrino weist dagegen eine Flugzeitdifferenz von

$$\Delta T_\nu = \frac{L}{c} \cdot \frac{m_\nu^2}{2E_\nu^2} \quad (5.3)$$

im Vergleich zu einem lichtschnellen Neutrino auf. Der große Abstand einer Supernova zur Erde (SN 1987A: $L \approx 50$ kpc) ermöglicht auch bei geringen Neutrinomassen messbare Flugzeitunterschiede für Neutrinos unterschiedlicher Energie. Bei Betrachtung zweier Neutrinos mit unterschiedlichen Emissionszeiten t_{01} und t_{02} ergibt sich folgender Detektionszeitunterschied Δt :

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \underbrace{t_{02} - t_{01}}_{\Delta t_0} + \frac{Lm_\nu^2}{2c} \cdot \left(\frac{1}{E_2^2} - \frac{1}{E_1^2} \right). \quad (5.4)$$

In dieser Gleichung gehören die Größen Δt , L , E_1 und E_2 zu den messbaren Parametern. Da die Neutrinomasse m_ν zu bestimmen ist, müssen somit noch Aussagen über die Emissionszeitdifferenz Δt_0 gemacht werden. Aussagen über Δt_0 ergeben sich aus den verschiedenen Supernova-Modellen. Damit ist eine Neutrinomassenbestimmung aus Supernova-Daten immer modellabhängig.

Mit der einfachen Annahme, dass die beiden Neutrinos zeitgleich emittiert werden, lässt sich eine erste Massengrenze bestimmen, indem die Gleichung 5.4 nach dem Massenquadrat m_ν^2 aufgelöst wird:

$$m_\nu^2 = \frac{2c\Delta t}{L} \cdot \frac{E_1^2}{\alpha^2 - 1} \quad \left(\alpha = \frac{E_1}{E_2} > 1 \right). \quad (5.5)$$

Die Ankunftszeiten der Neutrinos hängen jetzt nur noch von ihren jeweiligen Emissionsenergien ab. Unter der Annahme, dass für zwei Neutrinos ν_1 und ν_2 desselben Flavours die Beziehung $E_1 > E_2$ und damit $t_1 < t_2$ gilt, lässt sich eine Massengrenze bestimmen, indem zwei geeignete ν -Ereignisse aus Tabelle 5.1 in (5.5) eingesetzt werden. Die Massengrenze ist nach (5.5) umso höher, je größer die Energie E_1 des ersten Neutrinos ist und je größer die Zeitdifferenz Δt zum zweiten Neutrino ist. Eine konservative Obergrenze ergibt sich demnach mit der Wahl des energiereichsten Kamiokande 2-Ereignisses ($E = 35,4 \pm 8$ MeV) als ν_1 . Für ν_2 wählt man das etwa 9 Sekunden später registrierte Neutrinoereignis mit einer Energie von $(13,0 \pm 2,6)$ MeV. Damit ergibt sich das folgende Massenquadrat m_ν^2 :

$$m_\nu^2 \approx (831 \pm 147) (\text{eV})^2 \quad (5.6)$$

Unter Einschluss des Fehlers ergibt sich für die Massengrenze:

$$m(\nu_e) < 31 \text{ eV}. \quad (5.7)$$

Bei dieser Berechnung wird angenommen, dass $E_\nu \approx E_e$ gilt.

In Abbildung 5.2 sind die Laufzeitdifferenzen für die Neutrinoereignisse aus Tabelle 5.1 im Vergleich zu einem lichtschnellen Neutrino für unterschiedliche Massen dargestellt.

Die Massen wurden wie folgt gewählt:

- $m = 2 \text{ eV}$ ist die Obergrenze, die sich aus direkter Neutrinomassenbestimmung ergibt, und die von der Particle Data Group aus diesen abgeleitet wird [NeaPDG11]
- $m = 0,35 \text{ eV}$ liegt zum einen im Bereich der abgeleiteten Obergrenze aus Experimenten zum neutrinolosen Doppelbetazerfall. Zum anderen liegt diese Masse nahe an einer möglichen Evidenzmasse $m_{\beta\beta}$ des Doppelbetazerfalls (siehe [GCea11], sowie Abschnitt 7.1.1)

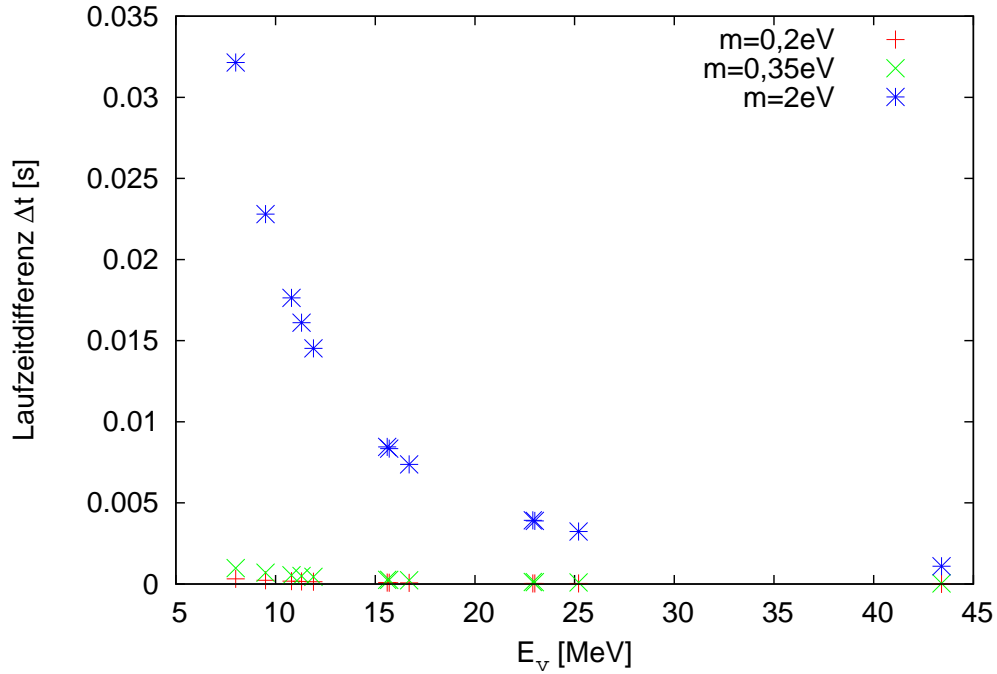


Abbildung 5.2: Flugzeitunterschied zwischen einem masselosen Neutrino und einem Neutrino mit $m = 0,2$ eV, $m = 0,35$ eV und $m = 2$ eV für die Kamiokande 2-Ereignisenergien der SN 1987A. Zur Wahl der Neutrinomassen siehe Anmerkung im Text.

- $m = 0,2$ eV ist eine typische Obergrenze, die sich aus kosmologischen Betrachtungen ergibt (siehe Abschnitt 7.1.2). Außerdem ist $m_\nu < 0,2$ eV die Sensitivität, die das KATRIN-Experiment erreichen will [Thü10]

Es wird ersichtlich, dass bei gleichbleibender Neutrinoenergie die Neutrinos umso später am Detektor ankommen, je größer ihre Masse ist. Die Annahme einer gleichzeitigen Neutrinoemission ermöglicht die Berechnung einer ersten Massengrenze nach dem einfachsten Supernova-Modell, bei dem die einzelnen Vorgänge der Emission zunächst vernachlässigt werden. Allerdings zeigt schon Abbildung (5.1), dass dieses Modell nicht für alle SN 1987A-Neutrinos zutrifft, da sonst die energiereichsten Neutrinos die frühesten Ankunftszeiten besitzen müssten. Die Obergrenze kann mittels modellabhängiger Analysen weiter verbessert werden. Aus der Supernova 1987A konnten einige hilfreiche Schlüsse zur Supernovaphysik gezogen werden. Die aufgezeichnete Signaldauer der SN 1987A (vgl. Abb. 3.2) stimmt mit den theoretischen Berechnungen gut überein. Dies ist ein Indiz dafür, dass der Energieverlust während der Supernova allein von den bekannten Neutrinoreaktionen stammt. Damit werden Theorien über weitere Energieverlustmöglichkeiten wie z.B. durch rechtshändige Neutrinos, sogenannte sterile Neutrinos, die nicht mit Materie wechselwirken und den Stern ohne Diffusion verlassen können, in den Hintergrund gestellt. Würden während einer Supernova eine große Anzahl dieser sterilen Neutrinos erzeugt, so würde sich der Explosionsprozess schneller vollziehen, als dies bei SN 1987A beobachtet wurde. Unterschiede zu den theoretischen Modellen ergeben sich jedoch für die Neutrinoenergien. Die Ereignisenergien von Kamiokande 2 und IMB stimmen nur näherungsweise mit den

berechneten Neutrinoenergien überein. Nach $\langle E_\nu \rangle = 3,15 \cdot k_B T$ und mit den Entkoppelungstemperaturen aus (2.18) ergeben sich die folgenden theoretischen Neutrinoenergien:

$$\langle E_{\nu_e} \rangle = 9,45 \text{ MeV} \quad (5.8)$$

$$\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle = 14,175 \text{ MeV} \quad (5.9)$$

$$\langle E_{\nu_{sonst}} \rangle = 18,9 \text{ MeV} \quad (5.10)$$

Unter Einschluss der Fehler liegen die Ereignisenergien von Kamiokande 2 im Bereich von $8 - 43,4 \text{ MeV}$, die Energien von IMB liegen im Bereich von $24 - 46 \text{ MeV}$. Die Ereignisenergiebereiche der beiden Detektoren stimmen offensichtlich nicht gut miteinander überein. Dies liegt zum einen an ihren unterschiedlichen Energieschwellen (vgl. Abschnitt 3.1.1 und 3.1.2), wodurch der Kamiokande 2-Detektor im Gegensatz zum IMB-Detektor niederenergetische Neutrinos im Bereich von wenigen MeV nachweisen konnte. Eine andere mögliche Erklärung liefert die Neutrinooszillation in Materie, da die Neutrinos auf dem Weg zu den beiden Detektoren unterschiedliche Erdbereiche durchquerten, besteht die Chance, dass der Kamiokande 2-Detektor einen anderen Neutrinofluss als der IMB-Detektor beobachten konnte. Um diese Unterschiede zu beheben, können natürlich Veränderungen an den theoretischen Supernova-Modellen vorgenommen werden. Zur Bewertung der bestehenden Modelle bedarf es letztendlich aber einer weiteren Gravitationskollapssupernova in Milchstraßennähe, sowie einer neuen Detektorgeneration, die in der Lage ist, große Mengen künftiger Supernova-Neutrinos zu detektieren.

6. Die kommende Neutrinedetektorgeneration

Die bestehenden Supernovamodelle beruhen bisher auf theoretischen Beschreibungen und Computersimulationen. Zur Weiterentwicklung dieser Modelle ist daher eine neue Gravitationskollapssupernova in der Nähe der Galaxis notwendig. Die jetzigen Detektoren decken mit ihren jeweiligen Detektormassen nur die Milchstraße und ihre Satellitengalaxien ab. Für eine Supernova im Zentrum der Milchstraße in etwa 10 kpc Entfernung werden für den Superkamiokande-Detektor zum Beispiel 10^4 Events erwartet. Außerhalb dieses Bereichs kommt als nächster Supernova-Ort die Andromedagalaxie in Frage, welche sich in etwa 760 kpc Entfernung befindet. Eine Supernova in dieser Entfernung würde in Superkamiokande nur noch 1 – 2 Events erzeugen [Raf07], die allerdings nicht vom Untergrund unterscheidbar wären.

Einen Aufschluss über die Häufigkeit von Supernovae gibt die Supernova-Rate. Sie kann auf mehrere Arten abgeschätzt werden. Es können zum Beispiel die in der Vergangenheit beobachteten und aufgezeichneten Supernovae auf die gesamte Galaxie extrapoliert werden. Die galaktische Supernova-Rate ist dann $2,5^{+0,8}_{-0,5}$ Supernovae aller Typen pro Jahrhundert [TLS94]. Die SN-Rate kann aber auch durch die γ -Strahlung von ^{26}Al , das in massereichen Sternen produziert wird, abgeschätzt werden. Damit ergibt sich eine Rate von $1,9 \pm 1,1$ Gravitationskollaps-Supernovae pro Jahrhundert [Dea06]. Bei so einer geringen Supernovarate muss ein neuer Neutrinedetektor daher in der Lage sein, auf jeden Fall einen Supernova-Neutrino nachweis zu liefern.

In diesem Kapitel sollen deshalb sowohl die aussichtsreichsten Kandidaten für eine zukünftige Supernova, sowie die kommende Neutrinedetektorgeneration der LAGUNA-Studie vorgestellt werden.

6.1 Nächste galaktische Supernova

Es gibt drei Sterne, die aufgrund ihrer Masse in den Blickpunkt der Suche nach den nächsten Supernova-Kandidaten gerückt sind. Diese drei vielversprechenden Kandidaten, die in einer Gravitationskollapssupernova enden können, sind:

- Der rote Überriese Beteigeuze in einer Entfernung von 130 pc und einer geschätzten Masse von $\approx 20 M_{\odot}$ [Dea08]
- Der Hyperriese Rho Cassiopeia, der etwa 3 kpc entfernt und $40 M_{\odot}$ schwer ist. Seine Oberfläche pulsiert seit dem Jahr 2000. Es ist durchaus möglich, dass sich eine Supernova schon ereignet hat und ihre Ausläufer auf dem Weg zur Erde sind

- Der pulsierende Stern Eta Carinae, der durch seine wiederkehrenden Helligkeitsausbrüche auf sich aufmerksam gemacht hat. Er besitzt eine Masse von $M \approx (80 - 120) M_{\odot}$ [BP11] und befindet sich in einem Abstand von ca. 2,5 kpc

Für Elektronantineutrinos der Masse $m_{\bar{\nu}_e} = 0,35 \text{ eV}$, die bei einer Supernova der jeweiligen Kandidaten entstehen, würde sich in einem Neutrinodetektor eine Energie-Laufzeit-Beziehung wie in Abbildung 6.1 ergeben. Für die Darstellung wurde ein auf eins normiertes Fermi-Dirac-verteiltes Neutrinoemissionsspektrum angenommen. Die gewählte Neutrinomasse liegt im Bereich der Massenbergrenze, die aus Experimenten zum neutrinolosen Doppelbetazerfall abgeleitet werden kann (siehe Abschnitt 7.1.1). Diese Probemasse wird benutzt, weil die bisher verwendete Massenbergrenze von 2 eV [NeaPDG11] als veraltet angesehen werden kann und die Obergrenze, die aus typischen kosmologischen Betrachtungen gewonnen werden kann, stark modellabhängig ist (vgl. Abschnitt 7.1.2).

Zu erkennen ist, dass Neutrinos gleicher Masse und gleicher Energieverteilung umso schneller den Detektor erreichen, je geringer der Abstand der Supernova zur Erde ist. Eine weitere Annahme für Abb. 6.1 ist, dass die Neutrinos gleichzeitig emittiert wurden, so dass energiereiche Neutrinos im Detektor früher nachzuweisen sind, als energiearme Neutrinos. Dagegen würden masselose Neutrinos, unabhängig von ihrer Energie, alle gleichzeitig am Detektor ankommen. Zu beachten ist, dass eine gleichzeitige Emission aller Neutrinos nach den bisherigen Explosionsmodellen, sowie nach den nachgewiesenen Neutrinoereignissen von SN1987A nicht wahrscheinlich ist.

Um künftig mehr Neutrinos einer Supernova nachweisen zu können als dies im Jahr 1987 der Fall war, bedarf es einer neuen Detektorgeneration mit höheren Targetmassen. Die neuen Detektoren der LAGUNA-Studie werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

6.2 Die Detektoren der LAGUNA-Studie

Die zur Zeit laufenden Neutrinodetektoren sind in Bezug auf neue Erkenntnisse zur Neutrinophysik an ihren Grenzen angelangt. Sie können lediglich die Statistik der bisher gewonnenen Daten verbessern. Darum bedarf es einer neuen Generation an Neutrinodetektoren, die durch verbesserte Detektortechniken in der Lage sein sollen, Phänomene wie z. B. Supernovaneutrinos oder Geo-Neutrino, die durch radioaktive Zerfälle im Erdmaterial entstehen und Aufschluss über die Erdzusammensetzung liefern, mit ausreichender Statistik nachzuweisen. Die Anforderungen an die neuen Detektoren sind zum einen ein niedriger Untergrund, um ν -Ereignisse deutlich von diesem unterscheiden zu können. Zum anderen werden aufgrund der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte der Neutrinos mit Materie und der daraus resultierenden geringen Ereignisrate große Targetvolumina benötigt. Es gibt drei verschiedene Detektortechnologien, die für einen großvolumigen Detektoraufbau in Frage kommen:

- Wasser-Cherenkov-Detektor
- Flüssigszintillatordetektor
- Flüssigargon-TPC¹-Detektor

Es gibt drei Experimentenvorschläge, die die oben genannten Detektortechnologien benutzen. Das MEMPHIS-Experiment arbeitet mit einem Wasser-Cherenkov-Detektor, das LENA-Experiment mit einem Flüssigszintillatordetektor und das GLACIER-Experiment mit einem Flüssigargon-TPC-Detektor. Um das wirtschaftlich und physikalisch lukrativste Detektordesign auszuwählen, wurde die LAGUNA-Studie gestartet [LAG]. Die Studie bewertet neben dem Detektordesign sieben mögliche Untergrundstandorte in Europa:

¹Die Abkürzung TPC steht für Time Projection Chamber, im Deutschen auch Zeitprojektionskammer oder Spurendriftkammer genannt

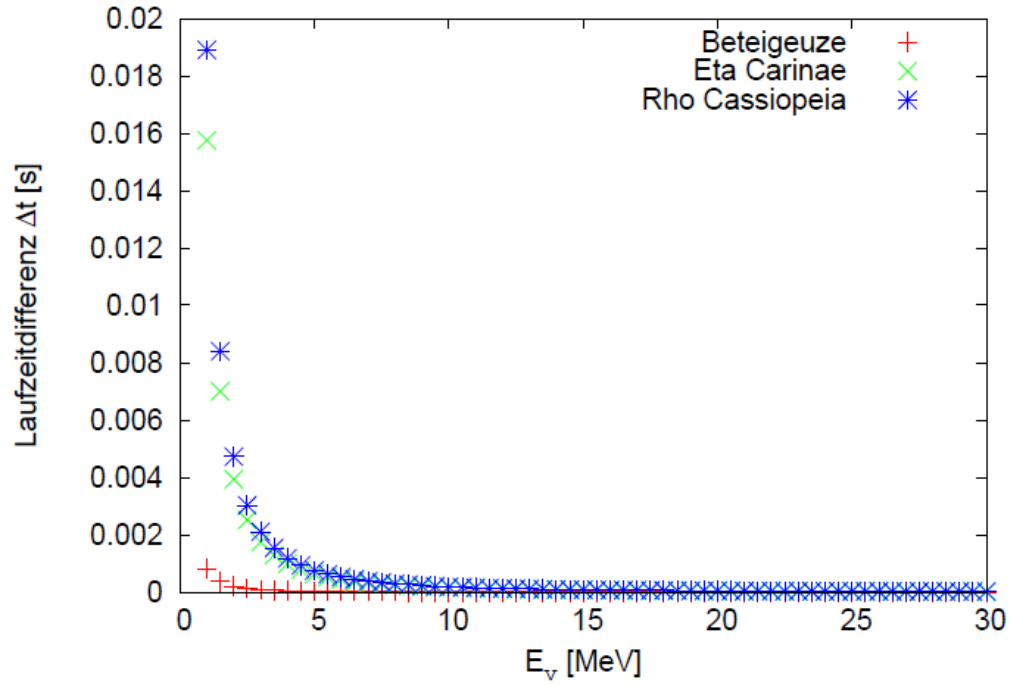


Abbildung 6.1: Flugzeitunterschied zwischen einem masselosen Neutrino und einem Elektron-Antineutrino mit der Masse $m = 0,35 \text{ eV}$, das bei einer Supernova der möglichen Supernova-Kandidaten entsteht. Als Supernova-Kandidaten werden Beteigeuze im Abstand $d = 130 \text{ pc}$, Eta Carinae im Abstand $d = 2,5 \text{ kpc}$ und Rho Cassiopeia im Abstand $d = 3 \text{ kpc}$ gewählt. Da die bisherige Massengrenze von 2 eV aus der direkten Massenbestimmung [NeaPDG11] als veraltet angesehen werden kann und die aus kosmologischen Betrachtungen abgeleitete Obergrenze von $0,2 \text{ eV}$ stark modellabhängig ist, wird für diesen Plot eine Neutrinomasse gewählt, die in der Nähe der Massengrenze liegt, die von Experimenten zum neutrino-losen Doppelbetazerfall abgeleitet werden kann (siehe z.B. [GCea11]). Der Energiebereich wurde bei 30 MeV abgeschnitten, da die Laufzeitdifferenzen für höhere Energien im Bereich von 10^{-6} s liegen.

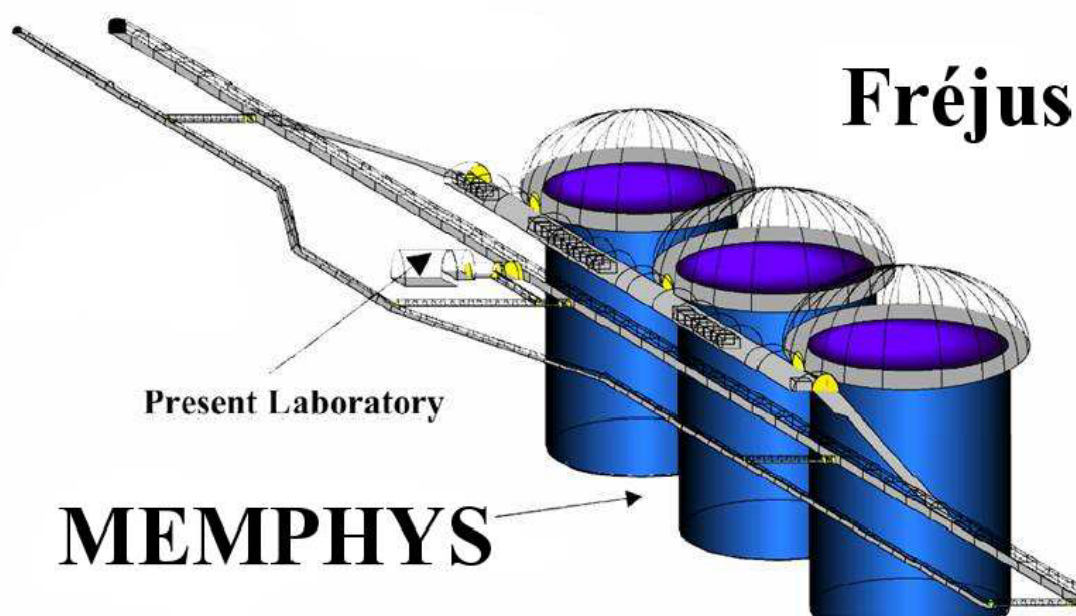


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau des MEMPHYS-Detektors am potentiellen Standort Fréjus [Aea07]

- Boulby, Großbritannien
- Canfranc, Spanien
- Fréjus, Frankreich
- Pyhäsalmi, Finnland
- SUNLAB, Polen
- Slanic, Rumänien
- Umbria, Italien

Ein Untergrundlabor ist wichtig, um einen Großteil der Untergrundereignisse durch kosmische Strahlung und umgebungsbedingter Radioaktivität zu unterdrücken.

6.2.1 Der MEMPHYS-Detektor

Der europäische Wasser-Cherenkov-Detektorvorschlag MEMPHYS ist eine Weiterführung des Super-Kamiokande-Detektors. Während das aktive Volumen des Super-Kamiokande-Detektors $\sim 32000 \text{ t}$ beträgt [Smy11], liegt das angestrebte aktive Volumen des MEMPHYS-Detektors bei etwa einer halben Megatonne an hochreinem Wasser [dBea06]. Das Design sieht bis zu fünf Schächte vor, in denen jeweils ein Wassertank untergebracht ist (vgl. Abb. 6.2). Jedes dieser zylinderförmigen Detektormodule besitzt eine Höhe von 65 m und einen Durchmesser von 65 m und fasst rund 215 kt Wasser [dBea06]. Der Vorteil dieses Detektordesign gegenüber den Designs der anderen LAGUNA-Detektoren ist, dass der Detektor jederzeit durch zusätzliche Module erweitert werden kann, sofern genügend Platz im Untergrund des Standortes ist.

Die Nachweisreaktionen für Neutrinos sind die gleichen wie in Abschnitt 3.1 aufgeführt. Die angestrebte Energieschwelle soll 5 MeV erreichen [dBea06] und ist somit nur unwesentlich höher als die Energieschwelle des Super-Kamiokande-Detektors, die bei $\sim 4,2 \text{ MeV}$ liegt [Smy11]. Für eine Gravitationskollapssupernova in 10 kpc Entfernung werden etwa $2 \cdot 10^5$ Ereignisse erwartet. Bei einer Supernova in der Andromeda-Galaxie, die 730 – 890 kpc

entfernt ist, würde MEMPHYS Neutrinoereignisse in der Größenordnung der SN 1987A Nachweisrate detektieren [dBea06].

6.2.2 Der GLACIER-Detektor

Das angestrebte aktive Volumen des Detektors GLACIER (**G**iant **L**iquid **A**rgon **C**harge **I**maging **E**xpe**R**iment) besteht aus 100 kt flüssigem Argon [Cur11]. Der Vorteil dieses Targetmaterials ist, dass die Ionisationsspuren in flüssigem Argon nahezu ungestört über makroskopische Distanzen verlaufen können. Die Bildgebung in GLACIER ist vergleichbar mit der Bildgebung einer Blasenkammer. Es ergibt sich ein dreidimensionales Bild der einzelnen Spuren eines Ereignisses. Die Teilchenart kann durch die Messung des Energieverlustes entlang der Ionisationsspur oder durch den Nachweis der Zerfallsprodukte bestimmt werden. Die Energieschwelle für Elektronen liegt dabei bei wenigen MeV, die Schwelle für Protonen liegt bei wenigen Dutzend MeV. Es wird angenommen, dass die Signaleffizienz eines Flüssigargon-TPC-Detektors höher ist als die eines Wasser-Cherenkov-Detektors gleicher Größe [Rub09]. Das Targetvolumen eines Detektors wie GLACIER kann so für die gleiche Leistung kleiner gewählt werden, als das eines Wasser-Cherenkov-Detektors. Die Detektionskanäle eines Detektors wie GLACIER sind [GBR03]:

$$\left. \begin{array}{l} \nu_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow e^- + {}^{40}\text{K}^* \\ \bar{\nu}_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow e^+ + {}^{40}\text{Cl}^* \end{array} \right\} \text{CC-Wechselwirkungen mit Argon} \quad (6.1)$$

$$\nu(\bar{\nu}) + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + {}^{40}\text{A}^* \quad \text{NC-Wechselwirkung mit Argon} \quad (6.2)$$

$$\nu(\bar{\nu}) + e^- \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + e^- \quad \text{elastische Streuung} \quad (6.3)$$

Der Nachweis von ν_e 's bei der CC-Wechselwirkung² gibt Auskunft über den Neutrinoblitz, der Neutrinonachweis über NC-Wechselwirkung³ und elastische Neutrinostreuung ermöglicht die Untersuchung der Neutrinokühlphase. Für eine galaktische Gravitationskollaps-supernova im Abstand von 10 kpc werden nach [Rub09] 20000 echte Neutrinoereignisse im GLACIER-Detektor erwartet.

6.2.3 Der LENA-Detektor

Der Aufbau von LENA ist zylinderförmig, mit einem Durchmesser von 26 m und einer Höhe von 100 m (vgl. Abb. 6.3), und fasst eine Targetmasse von etwa 50 kt. Das Detektor-design soll eine Energieschwelle von 250 keV ermöglichen [Uea06]. Diese Schwelle beträgt gerade einmal etwa 6% der Energieschwelle von Super-Kamiokande. Dadurch kann der LENA-Detektor im Gegensatz zu den Wasser-Cherenkov-Detektoren eine Vielzahl an niederenergetischen Neutrinos detektieren. Die für den Detektor vorgesehene Targetmasse ist ein organischer Flüssigszintillator, der aus einem Lösungsmittel und einem Wellenlängenschieber besteht. Ein geladenes Teilchen regt beim Durchflug durch dieses Material die Moleküle an, welche sich durch Aussenden eines Photons wieder abregen. Ohne die Beimischung eines Wellenlängenschiebers würde es zu sich wiederholenden Absorptions- und Reemissionsprozessen kommen. Der Wellenlängenschieber verhindert diese Prozesse, da er das Szintillationslicht absorbiert und anschließend in einem Wellenlängenbereich emittiert, in dem das Lösungsmittel nahezu transparent ist.

Der Hauptdetektionskanal von LENA ist der inverse β -Zerfall [Wea11]:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (6.4)$$

²CC=charged current, bei dieser Art von Wechselwirkung wird ein W^\pm zwischen den wechselwirkenden Teilchen ausgetauscht

³NC=neutral current, bei der Wechselwirkung kommt es zu einem Z^0 -Austausch

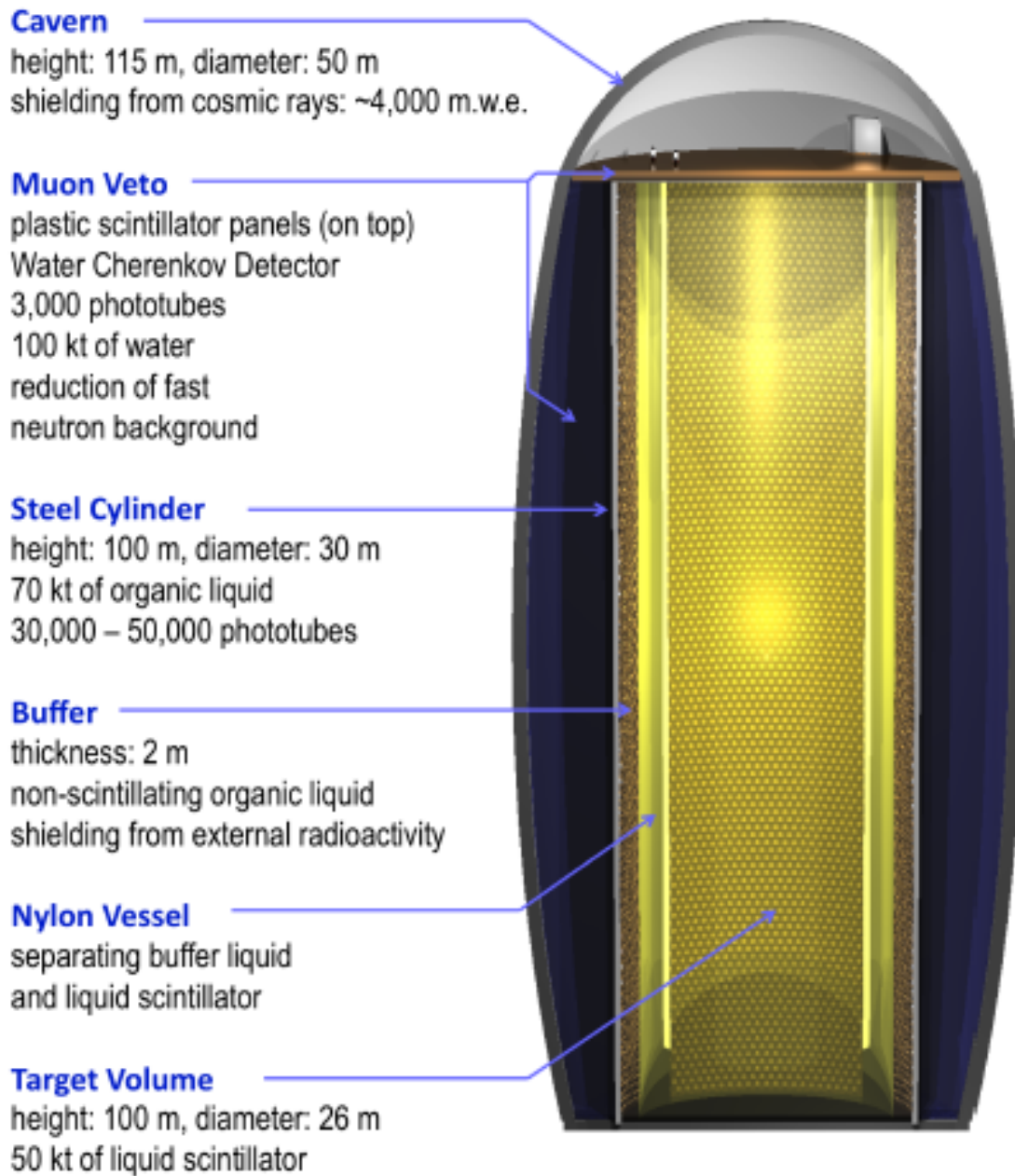


Abbildung 6.3: Aufbau des LENA-Detektors [Wea11]

Tabelle 6.1: Erwartete Ereignisrate des LENA-Detektors für eine SN in 10 kpc Entfernung. ν bezeichnet ein beliebiges (Anti-)Neutrino. Die Raten der NC-Prozesse sind über alle Flavour-Kanäle summiert (Tab. nach [Wea11]).

Reaktion	Strom	$\langle E_\nu \rangle = 12 \text{ MeV}$	$\langle E_\nu \rangle = 14 \text{ MeV}$	$\langle E_\nu \rangle = 16 \text{ MeV}$
$\nu + p \rightarrow \nu + p$	NC	$1,3 \times 10^3$	$2,6 \times 10^3$	$4,4 \times 10^3$
$\nu + e \rightarrow \nu + e$	NC	$6,2 \times 10^2$	$6,2 \times 10^2$	$6,2 \times 10^2$
$\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \nu$	NC	$6,0 \times 10^2$	$1,0 \times 10^3$	$1,5 \times 10^3$
$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$	CC	$1,1 \times 10^4$	$1,3 \times 10^4$	$1,5 \times 10^4$
$\bar{\nu}_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + e^+$	CC	$1,8 \times 10^2$	$2,9 \times 10^2$	$4,2 \times 10^2$
$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N} + e^+$	CC	$1,9 \times 10^2$	$3,4 \times 10^2$	$5,2 \times 10^2$

Das dabei entstehende Neutron bewegt sich durch das Detektormaterial, bis es von einem Proton über die folgende Reaktion eingefangen wird:

$$n + p \rightarrow d + \gamma \quad (6.5)$$

Das γ -Quant besitzt eine Energie von 2,2 MeV und tritt etwa $250 \mu\text{s}$ nach dem inversen β -Zerfall auf. Mit Hilfe dieser verzögerten Koinzidenz zwischen dem Positron und dem γ -Quant lassen sich diese Events eindeutig dem inversen β -Zerfall zuordnen. Neben diesem CC-Prozess kann LENA noch zwei weitere CC-Prozesse, sowie drei NC-Prozesse nachweisen. Tabelle 6.1 zeigt die zu erwartenden Ereignisraten für die verschiedenen Detektionskanäle von LENA für eine Supernova im Abstand von 10 kpc. Für die Berechnungen der Ereignisraten wurde ein aktives Volumen von 44 kt angenommen. Zu beachten ist, dass die CC-Prozesse nur Aufschluss über den ν_e -, sowie den $\bar{\nu}_e$ -Fluss und deren jeweiliges Spektrum geben. Die NC-Prozesse sind dagegen gegenüber allen drei Flavours sensitiv, so dass sich aus ihnen Rückschlüsse auf den gesamten Neutrinofluss ziehen lassen. Mit Hilfe der NC-Prozesse ergeben sich also Informationen über die Auswirkungen möglicher Neutrinooszillationen. Zudem lässt sich mittels des gesamten Neutrinoflusses die Energie bestimmen, die bei der Explosion in die Neutrinos gesteckt wird.

Die Explosionsmechanismen in einer Supernova beruhen bisher ausschließlich auf theoretischen Modellen und auf Ergebnissen, die aus Computersimulationen gewonnen werden. Die verschiedenen Kanäle von LENA ermöglichen bei einer zukünftigen Supernova eine Überprüfung der theoretischen Explosionsmodelle.

Die ν_e -sensitiven Kanäle können den anfänglichen Elektronneutrino-Ausbruch nachweisen, der entsteht, wenn die durch den stellaren Kern wandernde Stoßfront die äußeren Schichten des Fe-Kerns erreicht und die zuvor durch Streuungen gefangenen Neutrinos durch die geringeren Dichten plötzlich ungehindert aus dem Sterninnern strömen können. Daran anschließend geben die auftretenden $\bar{\nu}_e$, sowie der entstehende ν_μ - und ν_τ -Fluss (sowie die Antineutrinoflüsse) Aufschluss über die Theorie der Akkretionsphase. Das Abklingen der Neutrinoflüsse signalisiert letztlich den Beginn der Neutrinoabkühlphase des jungen Neutronsterns.

Neben der Neutrinomassenbestimmung durch Flugzeitmessung gibt es noch weitere experimentelle Massenbestimmungsmethoden. Im folgenden Kapitel werden jeweils Beispiele für die indirekte Massenbestimmung, sowie für die direkte Neutrinomassenbestimmung aufgeführt.

7. Weitere Arten der Neutrinomassenbestimmung

Bei der Massenbestimmung unterscheidet man generell zwischen direkten und indirekten, modellabhängigen Methoden. In diesem Kapitel werden Beispiele für beide Fälle vorgestellt. Es wird ersichtlich werden, dass die Massenbestimmung in Experimenten wie KATRIN weitaus geringere Obergrenzen liefert, als dies mittels Flugzeitmessung möglich ist.

7.1 Indirekte Neutrino-Massenbestimmung

Eine indirekte Massenbestimmung ist immer modellabhängig. Im Folgenden werden zwei indirekte Methoden der Neutrinomassenbestimmung vorgestellt und ihre Ergebnisse dargestellt.

7.1.1 Neutrinoloser Doppelbetazerfall

Eine Methode zur engültigen Bestimmung der Teilchenidentität bietet der neutrinolose Doppelbetazerfall

$$B(A, Z) \rightarrow C(A, Z + 2) + 2e^-, \quad (7.1)$$

welcher nicht mehr invariant unter Leptonzahlerhaltung ($\Delta L = 2$) ist. Der Zerfall ist nur möglich, wenn die Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen, sogenannte Majorana-Teilchen sind.

Majorana- und Dirac-Teilchen

Neutrinos zählen zu den Teilchen, die keine ladungsartigen Eigenschaften, wie z.B elektrische Ladung, elektrisches bzw. magnetisches Moment, besitzen. Ebendiese Eigenschaften unterscheiden jedoch ein Teilchen von seinem zugehörigen Antiteilchen. Es stellt sich somit die Frage, ob ein Neutrino zugleich Teilchen und Antiteilchen ist oder ob es eine additive Quantenzahl, wie die Leptonflavourzahl gibt, die eine klare Unterscheidung zulässt. In künftigen Experimenten gilt es somit nicht nur die Neutrinomasse zu bestimmen, sondern auch den Teilchencharakter der Neutrinos festzulegen.

Die schwache Wechselwirkung, der die Neutrinos neben der Gravitation unterliegen, verletzt nach derzeitigem Kenntnisstand als einzige Wechselwirkungsart die Parität [Wea57]. Die Parität gehört zu den inneren, diskreten Symmetrietransformationen und stellt eine Punktspiegelung eines physikalischen Zustandes am Koordinatenursprung dar:

$$\mathbf{P}\psi(\vec{x}, t) = \psi(-\vec{x}, t). \quad (7.2)$$

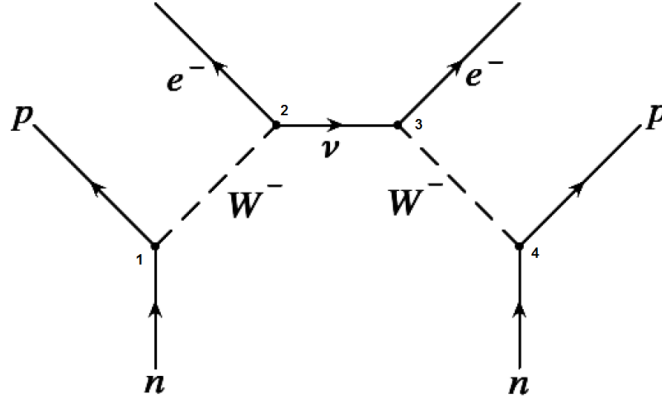


Abbildung 7.1: Neutrinoloser Doppelbetazerfall durch Austausch eines Majorana-Neutrinos [Ber06]

Diese Anwendung des Paritätsoperators \mathbf{P} auf einen Zustand ändert demnach dessen Impuls, während die Richtung des Spins gleich bleibt. \mathbf{P} wandelt also rechtshändige in linkshändige Teilchen um und umgekehrt, d.h die Helizität des Teilchens wird geändert. Da bis heute nur Neutrinos mit Spins entgegen der Flugrichtung (linkshändig) nachgewiesen werden konnten, verletzt die schwache Wechselwirkung zusätzlich die Ladungskonjugation C , welche alle ladungsartigen Eigenschaften eines Teilchens ändert, nicht jedoch Impuls und Spin und so ein Teilchen in sein Antiteilchen umwandelt. Erst die Verknüpfung der Operationen P und C ist durch die schwache Wechselwirkung erhalten:

$$(\nu_{Links})^{CP} = \bar{\nu}_{Rechts} \quad (7.3)$$

Diese Beziehung lässt nun zwei unterschiedliche Schlüsse zu. Für ein Majorana-Neutrino gilt $(\nu_{Links})^C = \nu_{Links}$ und $(\bar{\nu}_{Rechts})^C = \bar{\nu}_{Rechts}$, d.h das Neutrino ist sein eigenes Antiteilchen. Bei der Dirac'schen Interpretation gibt es dagegen vier unterschiedliche und voneinander unabhängige Zustände, da $(\nu_{Links})^C \neq \nu_{Links}$ und $(\bar{\nu}_{Rechts})^C \neq \bar{\nu}_{Rechts}$ gilt. Die heutige Interpretation folgt der Dirac'schen Beschreibung, da in den Reaktionen der schwachen Wechselwirkung den Neutrinos die Leptonflavourzahl $L_\alpha = 1$ und den Antineutrinos die Zahl $L_\alpha = -1$ zugeordnet wird.

Der neutrinolose Doppelbetazerfall lässt sich nun wie folgt beschreiben:

Am ersten Vertex zerfällt das erste Neutron in ein Proton und sendet dabei ein W^- aus, welches im zweiten Vertex wiederum in ein Elektron und ein Majorana-Neutrino zerfällt:

$$n \rightarrow p + e^- + \nu. \quad (7.4)$$

Am dritten Vertex reagiert das Majorana-Neutrino mit dem W^- des zweiten Neutrons zu einem Elektron:

$$n + \nu \rightarrow p + e^-. \quad (7.5)$$

Abbildung 7.1 stellt den neutrinolosen Doppelbetazerfall als Feynmandiagramm dar. Da die beim Zerfall auftretende Helizitätsänderung nur bei massebehafteten Neutrinos möglich ist, erhält man aus dem neutrinolosen Doppelbetazerfall eine effektive Majorana-Neutrinomasse.

Durch Messung der Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}$ kann nach

$$\frac{1}{T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}} = G^{0\nu}(Q, Z) |M^{0\nu}|^2 m_{\beta\beta}^2 \quad (7.6)$$

die effektive Majorana-Neutrinomasse $m_{\beta\beta}$ bestimmt werden. $G^{0\nu}(Q, Z)$ bezeichnet dabei einen Phasenraumfaktor, der vom Wert der Ladungsübergänge Q und von der Ordnungszahl Z abhängt. $M^{0\nu}$ steht für das Kernmatrixelement, das den Übergang beschreibt. Die Abhängigkeit der effektiven Neutrinomasse von den Masseneigenzuständen ist durch die Beziehung

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 m_i U_{ei}^2 \right| \quad (7.7)$$

gegeben. Das Heidelberg-Moskau-Experiment setzt mit einer Halbwertszeit $T^{0\nu} > 1,9 \times 10^{25}$ a für ^{76}Ge die bisher beste Massengrenze mit $m_{\beta\beta} < 0,32$ eV [GCe11].

7.1.2 Kosmologische Neutrinos

Neben dem neutrinolosen Doppelbetazerfall bieten auch kosmologische Beobachtungen eine Möglichkeit zur Bestimmung einer oberen Massengrenze. In analoger Weise zur kosmischen Photon-Hintergrundstrahlung gibt es auch eine kosmische Neutrino-Hintergrundstrahlung.

Etwa 10^{-2} s nach dem Urknall besteht das Universum aus $\gamma, e^{+/-}, \nu_\alpha, \bar{\nu}_\alpha, p, n$, welche sich im thermischen Gleichgewicht miteinander befinden. Dieses Gleichgewicht wird durch die elektroschwachen Wechselwirkungsreaktionen aufrechtgehalten:

$$p + e^- \leftrightarrow n + \nu_e \quad (7.8)$$

$$p + \bar{\nu}_e \leftrightarrow n + e^+ \quad (7.9)$$

$$p + e^- + \bar{\nu}_e \leftrightarrow n \quad (7.10)$$

Durch die weitere Ausdehnung der Raumzeit fällt die Temperatur und die Reaktionen der Teilchen untereinander werden seltener. Bei $t \sim 1$ s und einer Temperatur von etwa 1 MeV entkoppeln die Neutrinos, da ihre Wechselwirkungen mit den übrigen Teilchen zu selten werden, um das thermische Gleichgewicht beizubehalten. Die Neutrinos bilden ein relativistisches Gas, die heutige Neutrino-Hintergrundstrahlung. Der Entkopplungsenergie der Neutrinos entspricht eine Temperatur $T_\nu(t)$, welche aufgrund der fortlaufenden Raumausdehnung nach der Neutrinoentkopplung nach $T_\nu(t) \propto \frac{1}{R(t)}$ abnimmt. Der heutige Neutrinohintergrund besitzt so eine Temperatur von $T_\nu = 1,946$ K [Sch97], wohingegen der Photonhintergrund eine Temperatur von $T_\gamma = 2,725$ K aufweist [SS03]. Der Temperaturunterschied des γ -Gases vom ν -Gas resultiert aus der e^+e^- -Annihilation etwa 10 Sekunden nach dem Urknall. Die dabei entstehenden Photonen heizen das γ -Gas, wohingegen die Aufheizung des ν -Gases durch $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ wegen $\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}) \ll \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)$ vernachlässigbar ist. Die experimentellen Daten der kosmischen Hintergrundstrahlung führen zunehmend zu Beschränkungen der kosmologischen Parameter. So setzen sie eine Obergrenze für den Beitrag der Neutrinos zum Dichteparameter Ω [SS03]:

$$\Omega_\nu h^2 < 0,0071. \quad (7.11)$$

Daraus ergibt sich dann folgende Obergrenze für die Summe der Neutrinomassen [SS03]:

$$\sum m_\nu < 0,67 \text{ eV}. \quad (7.12)$$

Eine geringere Obergrenze ergibt sich durch Einberechnung weiterer kosmologischer Parameter, wie des Lyman-Alpha-Waldes oder der SNIa-Daten. Nach [NeaPDG11] folgt z.B. eine Obergrenze der Gesamtneutrinomasse von $\sum m_\nu < 0,17$ eV. Alle Massengrenzen, die sich aus der Betrachtung kosmologischer Neutrinos ergeben, sind modellabhängig. Bei den Berechnungen gehen unter anderem Annahmen über die Form des Universums (flach, geschlossen, offen) und damit verbunden über die Zusammensetzung der Materie (Anteil

baryonischer und dunkler Materie) ein. Dies führt zu Ergebnissen, die oft nicht kompatibel miteinander sind. Bei allen kosmologischen Neutrinomassenobergrenzen gilt es zu beachten, dass sie von der Particle Data Group nicht für die Angabe der Obergrenze einer Neutrinomasse verwendet werden.

7.2 Direkte Neutrino-Massenbestimmung

Der Nachweis der Neutrinooszillation (siehe Kap. 4) liefert bereits einen Beweis dafür, dass es sich bei den Neutrinos um massebehaftete Teilchen handelt. Allerdings liefern die bisher beschriebenen Methoden nur Massenobergrenzen. Bei den direkten Methoden soll die genaue Neutrinomasse bestimmt werden. Dies kann zum einen durch β^- -Zerfallsexperimente wie KATRIN erfolgen, zum anderen durch eine Flugzeitmessung von Supernova-Neutrinos. Letzteres ist jedoch problematisch, da es nicht vorhersagbar ist, wann die nächste Supernova in Erdnähe stattfinden wird. Dennoch lässt sich auch mit diesen Neutrinoereignissen eine obere Massengrenze finden, wie das Kapitel 5 zeigte.

Im Folgenden werden einige Experimente zur ν -Massenbestimmung durch β^- -Zerfall erläutert.

7.2.1 Massenbestimmung aus dem β^- -Zerfall

7.2.1.1 Grundlagen

Eine modellunabhängige Methode zur Bestimmung der absoluten Neutrinomasse bieten Experimente zum einfachen β^- -Zerfall $B(Z) \rightarrow C(Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e$. Sie hängen direkt nur von der relativistischen Kinematik der Zerfallsprodukte ab, also von den Energie-Impuls-Beziehungen, sowie von den Erhaltungssätzen dieser Größen. Gemessen werden die geladenen Zerfallsprodukte, wie es bei MARE der Fall ist, oder aber wie bei KATRIN und Project 8 nur die beim Zerfall entstehenden Elektronen. Die entstehenden Neutrinos werden nicht nachgewiesen. Mit Hilfe der Erhaltungssätze lassen sich dann aber Rückschlüsse auf die Neutrinomasse ziehen. Die mittlere Neutrinomasse berechnet sich hier als Summe über alle Masseneigenzustände abhängig von der Mischungsmatrix:

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_i |U_{ei}^2| m_{\nu_i}^2. \quad (7.13)$$

Beim Doppelbetazerfall hängt die effektive Masse $m_{\beta\beta}$ dagegen nicht von $|U_{ei}^2|$ ab, sondern von U_{ei}^2 . Dies bedeutet, dass $m_{\beta\beta}$ von einer im Allgemeinen komplexen CP-Phase abhängt. Für eine präzise Bestimmung der Neutrinomasse benötigt man Kerne, bei denen sich diese möglichst stark auswirkt, also Kerne, bei denen die Endpunktsenergie des Energiespektrums der Zerfallselektronen möglichst gering ist. Der β^- -Zerfall des Wasserstoffisotops Tritium eignet sich dafür mit einer Endpunktsenergie von $E_0 = 18,6 \text{ keV}$ hervorragend. Da Tritium die Kernladungszahl $Z = 1$ besitzt, wird das β -Spektrum im Vergleich zu einem Element mit höherem Z durch die Coulomb-Wechselwirkung nur gering beeinflusst. Der Tritium-Zerfall sieht wie folgt aus:

$${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (7.14)$$

Zur Bestimmung der $\bar{\nu}_e$ -Masse muss zunächst das Energiespektrum der beim Zerfall entstehenden Elektronen mit Masse m gemessen werden. Eine theoretische Beschreibung dieses Spektrums erfolgt mit Fermi's Goldener Regel [Wei09]:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dE} = & \frac{G_F^2 \cdot \cos^2 \theta_C}{2\pi^3} \cdot |M_{nucl}^2| \cdot F(E, Z+1) \cdot (E_0 + m - \epsilon) \\ & \cdot \sqrt{(E_0 + m - \epsilon)^2 - m^2} \cdot \sum_{i,j} |U_{ei}^2| \cdot P_j \cdot (\epsilon - V_j) \\ & \cdot \sqrt{(\epsilon - V_j)^2 - m_{\nu_i}^2} \cdot \Theta(\epsilon - V_j - m_{\nu_i}) \end{aligned} \quad (7.15)$$

mit den folgenden Größen:

- G_F : Fermi-Konstante
- θ_C : Cabibbo-Winkel
- M_{nucl} : Hadronisches Kernmatrixelement
- $F(E, Z + 1)$: Fermi-Funktion, berücksichtigt die Coulombwechselwirkung der emittierten Elektronen mit dem Tochterkern C mit der Kernladungszahl $Z+1$
- $\epsilon = E_0 - E$: Differenz zwischen der Endpunktsenergie E_0 und der kinetischen Energie des emittierten Elektrons
- P_j : Wahrscheinlichkeit, dass sich das Hüllelektron des Tochterkerns in einem angeregten Zustand befindet
- V_j : Anregungsenergie

Die Doppelsumme ist notwendig, da zum einen über alle Masseneigenzustände summiert werden muss, zum anderen alle möglichen Endzustände des Tochterkerns und deren Anregungsenergien einberechnet werden müssen. Die Stufenfunktion Θ garantiert, dass $\epsilon - V_j - m_{\nu_i} > 0$, dass also die zur Verfügung stehende Energie größer als die Ruhemasse des erzeugten Neutrinos ist. Das hadronische Kernmatrixelement M_{nucl} ist energieunabhängig, da es sich bei dem β^- -Zerfall von Tritium um einen übererlaubten Zerfall handelt.

Der Einfluss von m_ν^2 wirkt sich am Endpunkt des Spektrums ($E \approx E_0$) am stärksten aus. Zur Massenbestimmung verwendet man daher Kerne, deren Endpunktsenergie nur einige keV beträgt. Allerdings ereignen sich bei Tritium nur etwa $2 \cdot 10^{-13}$ aller überhaupt stattfindenden Zerfälle in einem Energiebereich 1 eV unterhalb der Endpunktsenergie E_0 . Da die Endpunktsenergie nicht direkt gemessen werden kann, wird der Verlauf der aufgenommenen Energiespektren für verschiedene angenommene Neutrinomassen simuliert. Abbildung 7.2 zeigt die Region um die Endpunktsenergie E_0 für zwei verschiedene angenommene Neutrinomassen, $m_{\bar{\nu}_e} = 0 \frac{\text{eV}}{c^2}$ und $1 \frac{\text{eV}}{c^2}$. Eine Quelle mit hoher Aktivität ist daher wichtig, um eine gute Statistik zu erreichen. Eine weitere wichtige Voraussetzung zur Messung des Spektrums ist neben einer geeigneten Quelle eine hohe Energieauflösung des verwendeten Spektrometers. Die besten Neutrinomassenobergrenzen lieferten bis jetzt das Mainzer-Neutrinomassenexperiment mit einer Grenze von $m_\nu < 2,3 \frac{\text{eV}}{c^2}$ (siehe [NeaPDG11] und [KBea05]) und das Troitsk Experiment mit einer Obergrenze von $m_\nu < 2,2 \text{ eV}$ [ABea11]. Im Folgenden werden drei Experimente und deren unterschiedliche Vorgehensweisen bei der Messung des β -Spektrums und der Bestimmung der Neutrinomasse vorgestellt.

7.2.1.2 KATRIN

Das KATRIN-Experiment erstreckt sich über 70 m und besteht aus den folgenden fünf Hauptkomponenten:

- Tritiumquelle: stellt die Zerfallselektronen bereit
- Transportsystem: transportiert die Zerfallselektronen zum Spektrometer und entfernt das Tritium aus dem Strahlrohr
- Vor- und Hauptspektrometer (Spektrometereinheit): dienen als Hochpassfilter. Sie lassen nur Zerfallselektronen ab bestimmten Energiewerten durch
- Detektor: weist die Zerfallselektronen nach, die durch das Spektrometer kommen

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten genauer betrachtet.

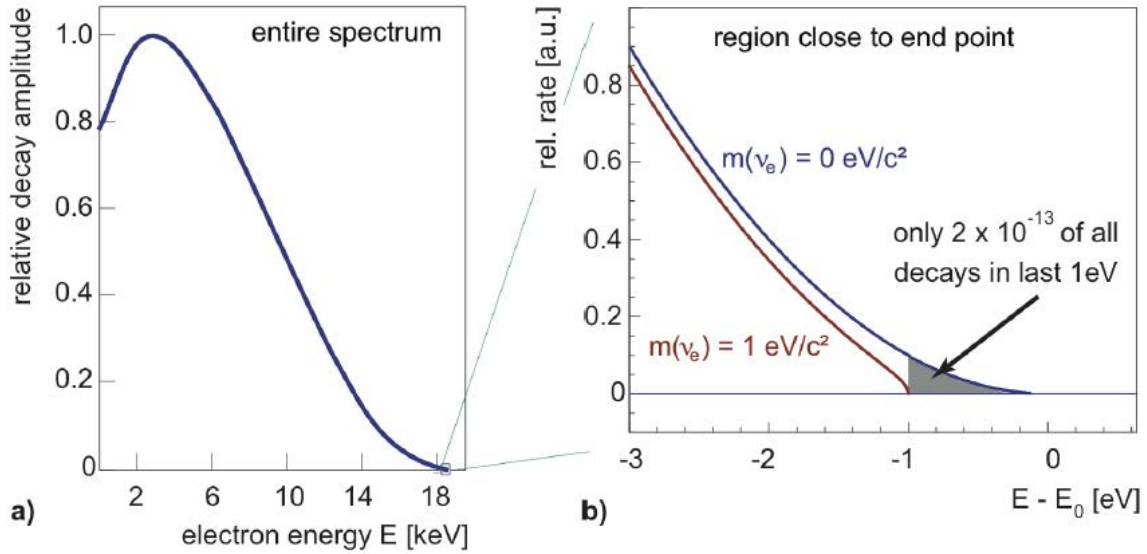


Abbildung 7.2: a) Zerfallsspektrum von Tritium b) Ausschnitt des Energiebereichs nahe E_0 bei Annahme zweier unterschiedlicher Neutrinomassen ($m_{\bar{\nu}_e} = 0 \frac{\text{eV}}{c^2}$ und $m_{\bar{\nu}_e} = 1 \frac{\text{eV}}{c^2}$) [Frä11]

Die Tritiumquelle

Das KATRIN-Experiment verwendet eine gasförmige molekulare Tritiumquelle (WGTS: **W**indowless **G**aseous **T**ritium **S**ource) aus der die Zerfallselektronen isotrop emittiert werden. Der Vorteil einer gasförmigen Quelle liegt in der hohen Quellaktivität (10^{11} β -Zerfälle pro Sekunde [Thü10]) bei gleichzeitig geringen systematischen Unsicherheiten. Zur Führung der entstehenden Zerfallselektronen liegt das Quellrohr im Inneren von supraleitenden Magneten. Das Führungsfeld besitzt eine Flussdichte von 3,6 T. An das 10 m lange Quellrohr sind an beiden Enden differentielle Pumpstrecken angeschlossen, welche die Tritiummoleküle an den Enden des Quellrohres abpumpen und so zu einem geschlossenen Tritiumkreislauf beitragen. Zudem reduziert das Pumpsystem den Einfluss von Tritium in das Spektrometer und verringert so die aus Tritumeinfluss bedingten Untergrundeignisse. Das eingespeiste Tritiumgas wird auf einer Temperatur von $T = 30 \text{ K}$ gehalten und soll eine Reinheit von $> 95\%$ aufweisen. Diese Parameter müssen zusammen mit dem Einspeisungsdruck von $\sim 10^{-3}$ mbar auf 0,1% stabil gehalten werden, um eine stabile Säulendichte ρd zu gewährleisten. Je stabiler die Säulendichte ist, desto geringer sind systematische Fehler in diesem Bereich.

Das Transportsystem

Auf ihrem Weg zum Vorspektrometer durchqueren die Zerfallselektronen, sowie die Helium-3-Moleküle und die nichtzerfallenen Tritiummoleküle zunächst differentielle Turbomolekularpumpen, welche den Tritiumfluss durch aktives Pumpen herabsetzen. Die differentielle Turbomolekularpumpe DPS1-F setzt den Fluss um einen Faktor 100, die Pumpe DPS2-F um einen Faktor 10^5 herab. Daran schließt sich ein kryogenes Pumpsystem (CPS) an, welches den Fluss um einen weiteren Faktor von $> 10^7$ erniedrigt. Dieses Pumpsystem bedient sich der Kryosorption, bei der die Tritiumteilchen durch Adsorption an der, das Strahlrohr bedeckenden, Argonfrostschrift adsorbiert werden.

Die Spektrometereinheit

Das Vorspektrometer ist wie das Hauptspektrometer ein MAC-E-Filter. Die Elektronen werden durch diese Hochpassfilter nach ihrer Energie gefiltert. Nur Elektronen mit Energi-

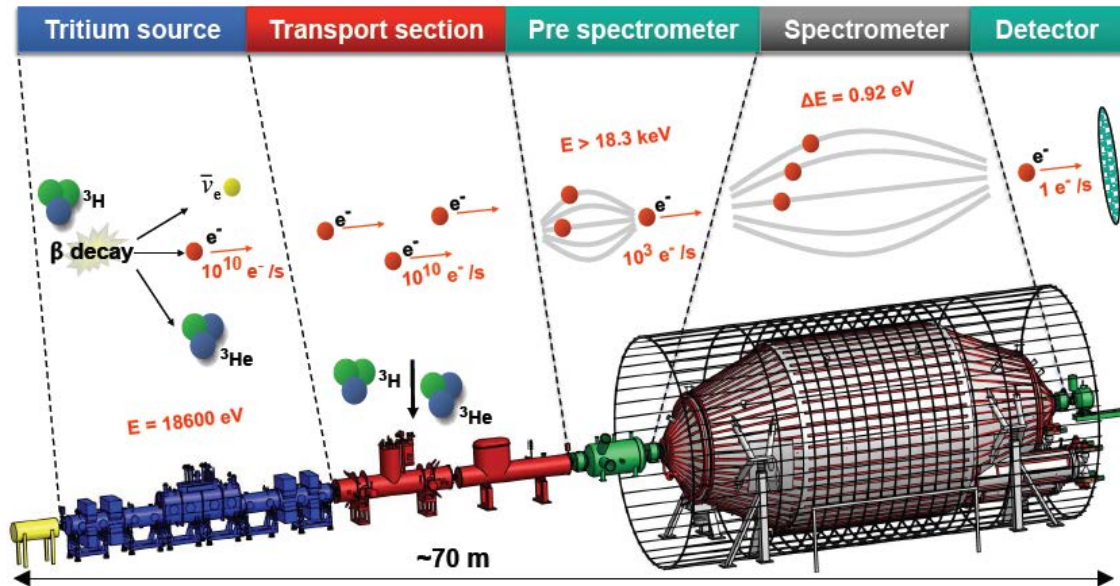


Abbildung 7.3: KATRIN-Aufbau [Thü10]

en knapp unterhalb der Endpunktenergie des Tritiumspektrums ($18,6 \text{ keV}$) werden zum Hauptspektrometer durchgelassen. Dazu gehören alle Elektronen mit Energien unterhalb von $18,3 \text{ keV}$. Diese Vorfilterung dient der Untergrundreduktion, da die niederenergetischen Elektronen des T_2 -Spektrums im Hauptspektrometer durch Ionisation der dort befindlichen Restgasmoleküle Sekundärelektronen erzeugen, welche dann den Untergrund am Detektor erhöhen. Die Spektrometerwand selbst ist auf ein hohes negatives Potential gelegt. Die innere Elektrode befindet sich auf einem leicht höheren negativen Potential, als der Spektrometertank selbst. Dies erzeugt ein Retardierungspotential, welches niederenergetische Elektronen, die von der Spektrometerwand abgestrahlt werden, am Eintritt in den Flusschlauch hindert.

Das Hauptspektrometer ist wie das Vorspektrometer ein Hochpassfilter. Zwei Magnete, je einer an Spektrometereingang und -ausgang, erzeugen ein inhomogenes Führungsfeld für die von der Quelle kommenden Elektronen. Treten die Elektronen in dieses Magnetfeld ein, so werden sie auf eine Zyklotronbahn gebracht. Durch das inhomogene Magnetfeld, welches von der Quellenseite zur Mitte des Spektrometers hin stark abnimmt, werden die Impulse der Elektronen jedoch parallel zueinander ausgerichtet. Das Retardierungspotential reflektiert alle Elektronen, deren Energie nicht an die geforderte Energie $E = q_e \cdot U_0$ heranreicht. Die übriggebliebenen Elektronen werden durch das zum detektorseitigen Ende hin zunehmende Magnetfeld wieder auf ihre ursprünglichen Energie- und Impulsverteilungen beschleunigt. Voraussetzung dafür ist, dass die magnetischen Flussdichten aus dem Quellenbereich und aus dem Detektorbereich übereinstimmen. Das integrierte Energiespektrum wird nahe der Endpunktenergie durch Verwendung der Retardierungsspannung am Hauptspektrometer mit einer Energieauflösung von $0,93 \text{ eV}$ abgerastert.

Der Detektor

Der Detektor bildet den Abschluss des KATRIN-Aufbaus. Er weist die Elektronen nach, die das Retardierungspotential überwinden konnten. Der Aufbau basiert auf einer monolithischen Si-PIN-Diode und ist in 148 Pixel unterteilt. Ähnlich einer Dartscheibe ist der Detektor in 12 konzentrische Ringe unterteilt, wobei jeder Ring nochmals in 12 Segmente aufgespalten wird. Diese räumliche Aufteilung muss vorgenommen werden, da das Retardierungspotential, sowie das Magnetfeld nicht homogen sind. Beide Inhomogenitäten führen zu einer Änderung der Transmissionsfunktion der Elektronen.

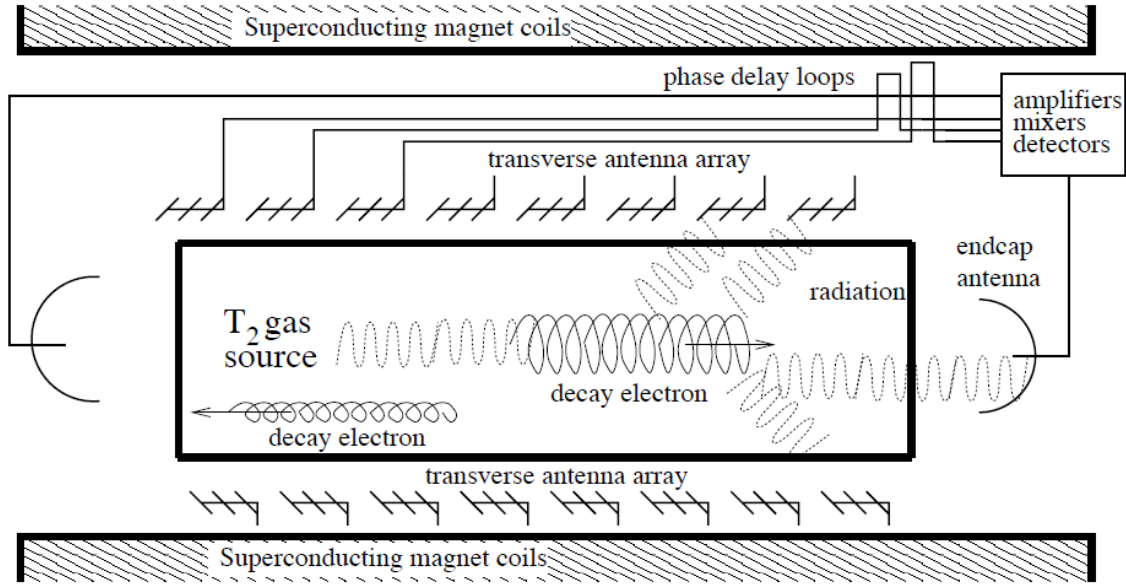


Abbildung 7.4: Prinzipieller Aufbau des Project 8 Experiments [For11]

Fazit

KATRIN soll fünf Jahre lang Daten aufnehmen. Der statistische Fehler soll dann bei $\Delta m_{stat}^2 = 0,018 (\text{eV})^2$ liegen, der systematische Fehler bei $\Delta m_{syst}^2 < 0,017 (\text{eV})^2$. Damit kann KATRIN, falls kein Hinweis auf eine von Null verschiedene Neutrinomasse gefunden werden würde, eine Massengrenze von $m_\nu < 0,2 \text{ eV}$ erreichen. Eine mögliche Neutrinomasse von $m_\nu = 0,35 \text{ eV}$ könnte so von KATRIN mit einer Signifikanz von 5σ nachgewiesen werden [Thü10].

7.2.1.3 Project 8

Bei dem Experiment Project 8 soll mit Hilfe der Zyklotronstrahlung des beim β^- -Zerfall emittierten Elektrons auf dessen Energie rückgeschlossen werden. Zyklotronstrahlung ist eine Bremsstrahlung und entsteht immer dann, wenn sich geladene Teilchen im Magnetfeld bewegen und dabei abgelenkt werden.

Beim Zerfall von Tritium emittieren die Elektronen im Magnetfeld Strahlung im Mikrowellenbereich, wodurch ihre Zyklotronfrequenz durch kommerzielle Radio-Frequenz-Antennen detektiert werden kann. Die Frequenz der ausgesendeten Mikrowellen berechnet sich nach:

$$\omega = \frac{eB}{\gamma m_e} = \frac{\omega_c}{\gamma}, \quad (7.16)$$

wobei ω_c die Zyklotronfrequenz beschreibt und γ für den relativistischen Lorentz-Faktor steht. Abbildung 7.4 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Project 8 Experiments. Eine gasförmige Tritiumquelle befindet sich hier in einem homogenen Magnetfeld. Die Elektronen, die beim β^- -Zerfall des Tritiums entstehen, bewegen sich auf Spiralbahnen durch die Versuchsanordnung und emittieren dabei Mikrowellen der Frequenz ω . Die ausgesendeten Mikrowellen werden von den zahlreichen kleinen Antennen, die die Versuchskammer umgeben, detektiert. Die Energien der Elektronen ergeben sich somit durch Messung des Frequenzbandes und Umrechnung der Frequenzen auf entsprechende Energiewerte. Der Nachteil eines Zyklotronemissions-Spektrometers ist, dass es im Gegensatz zu einem Experiment mit einem MAC-E Filter (vgl. Abschnitt 7.2.1.2) allen Tritiumzerfällen ausgesetzt ist. Es werden also nicht nur Elektronen mit Energien knapp unterhalb der interessanten

Endpunktsenergie des Tritiumspektrums detektiert, sondern Elektronen des gesamten Zerfallsspektrums, wodurch es zu einem hohen Untergrund an niederenergetischen Elektronen kommt. Der erste Schritt besteht also darin, eine Test-Quelle zu finden, die Elektronen in einem bestimmten Energiebereich produziert, um so die Möglichkeiten und Grenzen der Versuchsanordnung verstehen zu lernen. Eine geeignete Test-Quelle bildet das Isotop ^{83m}Kr , das quasi-monoenergetische Konversionselektronen der Energie $E = 17,8 \text{ keV}$ aussendet [For11]. Zukünftig wird es nun darum gehen, das Zustandekommen des Mikrowellenspektrums dieser Elektronen zu verstehen, damit man die Erkenntnisse auf das kompliziertere Tritium-Spektrum übertragen kann.

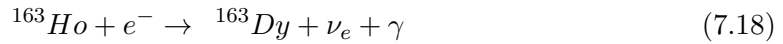
7.2.1.4 MARE

Das MARE Experiment (**M**icrocalorimeter **A**rrays for a **R**henium **E**xperiment) wählt zur Messung der Neutrinomasse einen kalorimetrischen Detektionsansatz. Bei dieser Detektionsmethode ist die β -Quelle direkt im Detektor eingebettet. Dadurch lässt sich die gesamte emittierte Zerfallsenergie, bis auf die vom Neutrino weggetragene Energie, messen. Zudem entfallen systematische Unsicherheiten, die bei Detektionsapparaturen mit externen β -Quellen auftreten. Ein Nachteil dieser Methode ist, wie schon bei Project 8, der erhöhte Untergrund, da das gesamte β -Zerfallsspektrum nachgewiesen wird. Es gibt derzeit zwei unterschiedliche Elemente, die als β -Quellen in Frage kommen: ^{187}Re und ^{163}Ho . Das Rhenium-Isotop ^{187}Re zählt zu den Schwermetallen und ist mit einer Halbwertszeit von $7 \cdot 10^{10} \text{ a}$ [CEM03] schwach radioaktiv. Es zerfällt mittels β^- -Zerfall in ^{187}Os :



Der Rhenium-Kristall selbst dient als Absorber und ist bei Temperaturen unterhalb von $1,6 \text{ K}$ supraleitend. Befindet sich das Detektormodul in einem thermischen Gleichgewicht, so rührt eine Temperaturerhöhung im Detektor nur von den emittierten Elektronen her (siehe Abb. 7.5).

Bei dem Isotop ^{163}Ho handelt es sich nicht um einen β -Strahler. Vielmehr zerfällt ^{163}Ho über Elektroneinfang:



Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die Neutrinomasse aus dem Elektroneinfang zu erhalten. Zum einen lässt sich der Endpunkt des totalen Absorptionsspektrums untersuchen. Dieses Spektrum weist Absorptionspeaks mit Breit-Wigner-Form auf und gibt Aufschluss über die Energie der absorbierten Elektronen. Zum anderen kann das kontinuierliche Energiespektrum der Photonen aus der inneren Bremsstrahlung detektiert werden. Die maximale Photonenergie wird für $m_\nu = 0$ erreicht. Im Fall von massebehafteten Neutrinos verringert sich somit die maximale Energie. Der Nachteil bei der Verwendung von ^{163}Ho liegt darin, dass bisher nur wenige Experimente mit diesem Element gearbeitet haben. Dadurch gibt es noch Unsicherheiten, was z.B. das Absorptionsspektrum angeht.

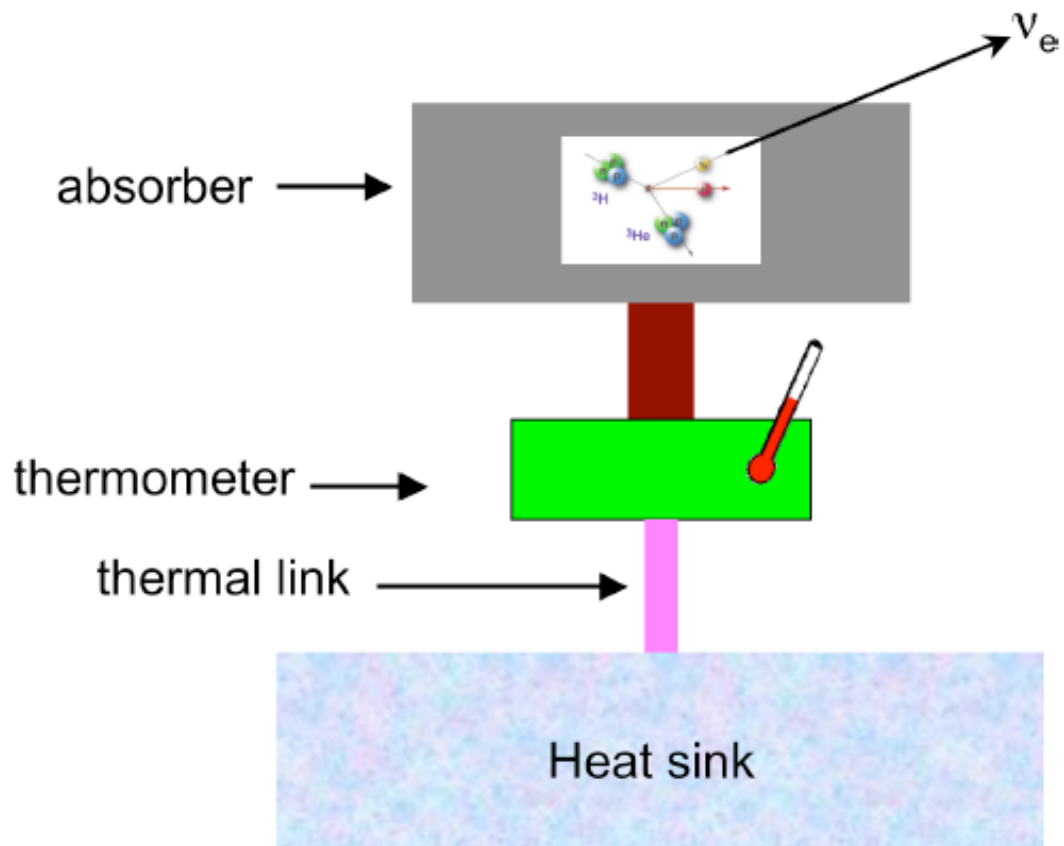


Abbildung 7.5: Grundprinzip eines Mikrokalorimeters. Das Detektormodul befindet sich in thermischem Gleichgewicht. Bei einem β^- -Zerfall im Absorber wird dieses Gleichgewicht gestört, die Temperaturänderung wird über das Thermometer nachgewiesen. Durch eine Ankopplung des Absorbers an ein Wärmebad kann sich das Gleichgewicht anschließend wieder einstellen [Hal06]

8. Fazit

Eine Gravitationskollapssupernova ist mit einer Neutrinoluminosität in der Größenordnung von 10^{57} Neutrinos die intensivste Neutrinoquelle des Universums. Etwa 99% der gesamten beim Kollaps frei werdenden Energie werden durch diese Neutrinos abgeführt. Die größte Luminosität besitzen die Elektronneutrinos (vgl. Gl. 2.20), die bei der Kernfusion während des Sternlebens, sowie bei inversen β -Zerfällen beim Kollaps erzeugt werden. Der Großteil der Elektronneutrinos entweicht im sogenannten Neutrinoblitz, der entsteht, wenn die Stoßfront in die äußeren, weniger dichten, Sternschichten gelangt. Neben den ν_e 's werden auch die übrigen Neutrino flavours während des Kollapses bei thermischen Neutrinopaarerzeugungen gebildet (s. Gl. 2.14). Theoretisch können alle Neutrino flavours in den Detektoren nachgewiesen werden. Bisher war ein Neutrinonachweis jedoch nur für die SN 1987A möglich, bei der etwa 20 Ereignisse von $\bar{\nu}_e$'s detektiert werden konnten. Neutrinos anderer Flavour wurden bis jetzt nicht nachgewiesen. Bei einem zukünftigen Neutrinonachweis ist zu beachten, dass die einzelnen Neutrino flavours aufgrund der Neutrinooszillationen auf dem Weg zur Erde mischen. Dadurch werden die unterschiedlichen Emissionsflussraten der einzelnen Flavors aufgehoben. Die Detektoren der LAGUNA-Studie sind in der Lage, jeden Neutrino flavour nachzuweisen. Dies ist wichtig, da sich eine galaktische Gravitationskollapssupernova nur etwa zweimal pro Jahrhundert ereignet. Messungen des gesamten Neutrino flusses geben Aufschluss über die Energie, die beim Kollaps von den Neutrinos weggetragen wird, wohingegen Messungen einzelner Neutrino flüsse Einblick in die Vorgänge während der Supernovaexplosion liefern.

Die Massenbestimmung mittels Flugzeitmessung bietet eine Alternative zur Massenbestimmung aus den gängigen Zerfallsexperimenten. Allerdings wird sie wohl nie die Sensitivität eines Experimentes wie KATRIN erreichen. Denn anders als bei Experimenten im Labor, lässt sich bei einer Supernovaexplosion keinen Einfluss auf die Neutrinoerzeugung nehmen. Bei β -Zerfallsexperimenten sind Parameter wie die Luminosität eines β -Strahlers bekannt und je nach Experiment kann eine geeignete β -Quelle gewählt werden. Die größten Unsicherheiten, die sich bei Experimenten wie KATRIN oder MARE dann ergeben, liegen allein in ihrem Aufbau. Dagegen kann bei der Flugzeitmessmethode nur auf den Detektor Einfluss genommen werden. Ein Experimentator kann die systematischen Fehler des Detektoraufbaus verringern, er kann jedoch nicht die zufälligen Fehler bei einer Supernovaexplosion ausmerzen, da Parameter wie Emissionszeitpunkt der einzelnen Neutrino flavours immer modellabhängig sind. Zur Massenbestimmung eignet sich die Flugzeitmessung von Supernova-Neutrinos also eher weniger. Aus einer Detektion zukünftiger Supernovaneutrinos können jedoch die jetztigen Explosionsmodelle weiter bestätigt oder aber verworfen werden. Der große Nutzen eines Neutrinonachweises liegt also darin, Auskünfte über die

physikalischen Vorgänge innerhalb sterbender Sterne zu bekommen.

Literaturverzeichnis

- [AAea84] D. Allasia, C. Angelini und et al: *Measurement of the muon neutrino and antimuon neutrino nucleon charged-current total cross sections, and the ratio of muon-neutrino neutron to muon neutrino proton charged-current total cross sections.* Nuclear Physics B, 239, 1984.
- [ABea11] V. N Aseev, A. I Belevsev und et al: *An upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment.* arXiv:1108.5034v3, 2011.
- [ACea86] M. Aderholz, G. Corrigan und et al: *Measurement of total cross section for neutrino and antineutrino charged-current interactions in hydrogen and neon.* Physics Letters B, 173, 1986.
- [Aea07] D. Autiero und et al: *Large underground, liquid based detectors for astroparticle physics in Europe: scientific case and prospects.* arXiv: 0705.0116v2 [hep-ph], 2007.
- [Ale87] E. N. Alexeyev: *Detection of the neutrino signal from SN1987A using the INR Baksan underground scintillation telescope.* ESO Workshop on the SN 1987A, Proceedings (A88-35301 14-90), Seiten 237–247, 1987.
- [Ber06] Christoph Berger: *Elementarteilchen-Physik.* Springer, 2006.
- [BP11] W. Bednarek und J. Pabich: *High-energy radiation for the massive binary system Eta Carinae.* arXiv:1104.1275v1, 2011.
- [BSea92] R. Becker-Szendy und et al.: *Search for Muon Neutrino Oscillations with the Irvine-Michigan-Brookhaven Detector.* Physical Review Letters, 69, 1992.
- [CEM03] Ulrich Müller Charles E. Mortimer: *Chemie, Das Basiswissen der Chemie.* Thieme, 2003.
- [Cur11] Alessandro Curioni: *GLACIER and related R&D.* arXiv:1107.0825v1 [physics.ins-det], 2011.
- [dBea06] A. de Bellefon und et al: *MEMPHYS: A large scale water Cherenkov detector at Fréjus.* arXiv:hep-ex/0607026v1, 2006.
- [Dea06] Roland Diehl und et al.: *Radioactive ^{26}Al and massive stars in the Galaxy.* arXiv:astro-ph/0601015v2, 2006.
- [Dea08] Michelle M. Dolan und et al: *Evolutionary Tracks of Betelgeuse.* Proceedings of Science, 2008.
- [For11] J. A. Formaggio: *Project 8: Using Radio-Frequency Techniques to Measure Neutrino Mass.* arXiv:1101.6077v1, 2011.
- [Frä11] F. M. Fränkle: *KATRIN: an experiment to determine the neutrino mass.* arXiv:1110.0087v1, 2011.

- [GBR03] I. Gil-Botella und A. Rubbia: *Oscillation effects on supernova neutrino rates and spectra and detection of the shock breakout in a liquid Argon TPC*. arXiv:hep-ph/0307244v2, 2003.
- [GCea11] J. J Gomez-Cadenas und et al: *The search for neutrinoless double beta decay*. arXiv:1109.5515v1, 2011.
- [GS08] Claus Grupen und Boris Shwartz: *Particle Detectors*. Cambridge University Press, 2008.
- [Hal06] Carter Hall: *Proposal for neutrino physics with superconducting bolometers in DUSEL*. <http://mare.dfm.uninsubria.it/frontend/exec.php>, 2006.
- [HB10] Shunsaku Horiuchi und John F. Beacom: *Revealing type 1a supernova physics with cosmic rates and nuclear gamma rays*. The Astrophysical Journal, 723:329–341, 2010.
- [Hea88] K. S. Hirata und et al.: *Observation in the Kamiokande-2 detector of the neutrino burst from supernova SN1987A*. Physical Review D, 38, 1988.
- [Jan11] Hans Thomas Janka: *Supernovae und kosmische Gammablitz*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg, 2011.
- [KBea05] Ch. Kraus, B. Bornschein und et al: *Final Results from phase 2 of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium beta Decay*. arXiv:hep-ex/0412056v2, 2005.
- [LAG] *LAGUNA-Large Apparatus studying Grand Unification and Neutrino Astrophysics*. <http://www.laguna-science.eu>.
- [MP04] Rabindra N. Mohapatra und Palash B. Pal: *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*. World Scientific, 2004.
- [NeaPDG11] K. Nakamura und et al. (Particle Data Group): *Neutrino Properties*. <http://pdg.lbl.gov>, 2011.
- [Ose06] Scott M. Oser: *Neutrino Physics: A selective overview*. arXiv:hep-ex/0604021v1, 2006.
- [Raf07] Georg G. Raffelt: *Supernova neutrino observations: What can we learn?* arXiv:astro-ph/0701677v2, 2007.
- [Rub09] André Rubbia: *Underground Neutrino Detectors for Particle and Astroparticle Science: the Giant Liquid Argon Charge Imaging Experiment (GLACIER)*. arXiv:0908.1286v1, 2009.
- [Sch97] Norbert Schmitz: *Neutrino physics*. Teubner-Studienbücher: Physik, 1997.
- [Smy11] M. Smy: *Low Energy Neutrino Astronomy in Super-Kamiokande*. Proceedings of the DPF-2011 Conference, 2011.
- [SS03] D. Scott und G. F. Smoot: *Cosmic microwave background*. <http://pdg.lbl.gov/2004/reviews/microwaverpp.pdf>, 2003.
- [Thü10] T. Thümmler: *Introduction to direct neutrino mass measurements and KATRIN*. Nuclear Physics B Proceedings Supplement, 2010.
- [TLS94] G. A Tammann, W. Löffler und A. Schröder: *The galactic supernova rate*. The Astrophysical Journal Supplement Series, 92:487–493, 1994.
- [Uea06] T. Marrodán Undagoitia und et al: *Low energy neutrino astronomy with the large liquid scintillation detector LENA*. arXiv:hep-ph/0605229v1, 2006.

- [vM85] K. von Meyenn: *Wolfgang Pauli, Wissenschaftlicher Briefwechsel mit Bohr, Einstein u. a., Band 2: 1930-1939*. Springer, 1985.
- [Wea57] C. S. Wu und et al: *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. Letters to the editor, 1957.
- [Wea11] Michael Wurm und et al: *The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory LENA*. arXiv:1104.5620v2, 2011.
- [Wei09] C. Weinheimer: *Direct determination of Neutrino Mass from H-3 beta-spectrum*. arXiv:0912.1619v1, 2009.
- [YB08] Hasan Yüksel und John F. Beacom: *Neutrino Spectrum from SN 1987A and from Cosmic Supernovae*. arXiv:astro-ph/0702613v3, 2008.

